

Untersuchungen zur Fluidodynamik und zum Stofftransport der Filmströmung an senkrechten Drähten

vorgelegt von
Diplom-Ingenieur
Jochen Grünig
aus Berlin

Fakultät III-Prozesswissenschaften
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften
-Dr.-Ing.-

genehmigte Dissertation

Promotionsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. G. Wozny
Berichter: Prof. Dr.-Ing. M. Kraume
Berichter: Prof. Dr.-Ing. A. Górak

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 28. Juni 2013

Berlin 2013
D 83

Vorwort

Diese Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fachgebiet Verfahrenstechnik der Technischen Universität Berlin im Rahmen eines Kooperationsprojekts mit der BASF AG und des DFG-Projekts KR 1639/13-1 und -2. Zum Gelingen dieser Arbeit haben jedoch viele Menschen beigetragen, denen ich von Herzen danken möchte.

Zunächst danke ich Herrn Prof. Kraume für das Vertrauen, das er mir entgegengebracht hat. Er hat mir viele Freiheiten zur Umsetzung eigener Ideen gelassen und dem Projekt dennoch durch das Definieren klarer Ziele eine konkrete Richtung gegeben. Die vielen Diskussionen haben die Arbeit belebt und mich angespornt, noch tiefer in die Materie einzutauchen. Ich danke auch meinen Projektpartnern Herrn Jödecke, Herrn Shilkin und Herrn Schuch von der BASF AG. Sie haben das Forschungsvorhaben ins Leben gerufen und wertvolle Vorschläge zum Anlagenkonzept beigesteuert.

Ein besonderer Dank gilt den festen Mitarbeitern am Fachgebiet, Andrea Hasselmann, Christine Kloth, Rainer Schwarz und Werner Ahlborn sowie den Auszubildenden der Werkstatt. Sie haben sich um den Aufbau der Versuchsanlage verdient gemacht und konnten mir bei allen Problemen weiterhelfen. Ulla Herrndorf hat dabei immer für den reibungslosen Ablauf der Bestellvorgänge und der organisatorischen Belange gesorgt, vielen Dank dafür. Allen meinen Kollegen danke ich sehr für das wohlwollende Miteinander und die positive Grundstimmung am Fachgebiet – ich erinnere mich gerne an den Spaß, den wir zusammen hatten, insbesondere bei der Vorbereitung der Doktorfeiern.

Die experimentellen Arbeiten wären nicht in diesem Umfang möglich gewesen ohne die Hilfe zahlreicher Studenten, deren Studien- oder Diplomarbeiten zu betreuen ich das Vergnügen hatte: Claire Jullien, Hisham Abualteen, Evgenij Lyagin, Stefan Horn, Tina Skale, Florian Benedix, Jorge Fillela, So-Jin Kim und Marc Schröder. Neben ihrer tatkräftigen Unterstützung bei den experimentellen Untersuchungen haben sie auch durch das Einbringen ihrer Ideen ihre Handschrift in dieser Arbeit hinterlassen. So und Jörn haben letztendlich die mühevollen Aufgabe übernommen, diese Arbeit durchzusehen.

Ich danke besonders meiner Familie für ihre Unterstützung und meiner Frau Dina für den Rückhalt und die Liebe, die mich beseelt und aufgerichtet hat.

Inhaltsverzeichnis

Vorwort	i
Symbolverzeichnis	vii
Abstract	xv
Kurzfassung	xvii
1 Einleitung	1
2 Grundlagen	3
2.1 Rieselfilme an ebenen Flächen	3
2.1.1 Fluiddynamik	3
2.1.2 Stofftransport	8
2.2 Rieselfilme an gekrümmten Flächen	12
2.2.1 Fluiddynamik	12
2.2.2 Rayleigh-Plateau-Instabilität	14
2.2.3 Stofftransport	17
2.3 Packungskolonnen	18
2.3.1 Eigenschaften der trockenen Packung	20
2.3.2 Eigenschaften der berieselten Packung	22
2.3.3 Stoffübergang	28
2.3.4 Trennleistung	30
2.4 Drahtbündelpackung	33
3 Material und Methoden	37
3.1 Versuchsanlage	37
3.2 Untersuchte Drahtgeometrien	41
3.3 Untersuchte Stoffsysteme	43
3.3.1 Wasser/Luft und wässrige PVP-Lösungen/Luft	43
3.3.2 CO ₂ -Wasser/Luft	45
3.4 Messgrößen und Versuchsparameter	45
3.5 Messmethoden	47
3.5.1 Belastungsgrenzen	47

3.5.2	Lokale Filmdicke	47
3.5.3	Perlengeschwindigkeit	49
3.5.4	Hold-up der Flüssigkeit	50
3.5.5	Druckverlust	53
3.5.6	Gasseitiger Stofftransport	53
3.5.7	Flüssigkeitsseitiger Stofftransport	54
3.6	Abschätzung der Filmoberfläche	56
3.6.1	Zylindrischer Draht	56
3.6.2	Ketten	58
3.7	Vorausberechnung der Charakteristik einer Drahtbündelpackung	61
3.7.1	Druckverlust eines axial angeströmten Drahtbündels	63
3.7.2	Abschätzung des Druckverlustes in der Drahtbündelpackung	63
3.7.3	Abschätzung der Trennleistung einer Drahtbündelpackung	64
4	Ergebnisse	67
4.1	Belastungsgrenzen	67
4.2	Lokale Filmdicke	70
4.3	Perlengeschwindigkeit	80
4.4	Hold-up der Flüssigkeit	84
4.5	Druckverlust	88
4.6	Spezifische Filmoberfläche	90
4.7	Gasseitiger Stofftransport	92
4.8	Flüssigkeitsseitiger Stofftransport	102
4.9	Vorhersage der Charakteristik der Drahtbündelpackung	105
4.10	Fehlerbetrachtung	112
5	Zusammenfassung und Ausblick	119
	Literaturverzeichnis	123
	Abbildungsverzeichnis	131
	Tabellenverzeichnis	137
	Anhang	137
A	Filmvolumen an der Kugelschleife	139
B	Umrechnung der Absorptionseffizienz in die Höhe einer Übergangseinheit	141
C	Studien- und Diplomarbeiten	143

D Veröffentlichungen und Vorträge	145
D.1 Veröffentlichungen	145
D.2 Vorträge	146

Symbolverzeichnis

Formelzeichen

α	Kontaktwinkel, rad
$\alpha_N = \delta_f / R_D$	Bezogene Nußeltsche Filmdicke, -
β	Stoffübergangskoeffizient, m/s
δ_c	Konzentrationsgrenzschichtdicke, μm
δ_f	Lokale Filmdicke, μm
$\varepsilon_P = \frac{V_{P,\text{ges}} - V_P}{V_{P,\text{ges}}}$	Lückengrad der Packung, -
η	Dynamische Viskosität, mPa s
λ	Strippfaktor, -
λ	Wellenlänge, m
ν	Kinematische Viskosität, m^2/s
Φ	Krümmungsfaktor, -
ρ	Dichte, kg/m^3
σ	Oberflächenspannung, N/m
τ	Kontaktzeit, s
θ	Verschränkungswinkel der Packungslagen einer CSSP, rad
ϑ	Temperatur, $^{\circ}\text{C}$
ζ	Widerstandsbeiwert, -
A	Fläche, m^2
$\tilde{a}_D = A_D / L_D$	Spezifische Drahtoberfläche, m^2/m

$\tilde{a}_{f,D} = A_{f,D}/L_D$	Spezifische Filmoberfläche am Draht, m^2/m
$a_{f,P} = A_{f,P}/V_{P,ges}$	Spezifische Filmoberfläche in der Packung, m^2/m^3
$a_P = A_P/V_{P,ges}$	Spezifische Packungsoberfläche, m^2/m^3
b_K	Innenabmaß des Kanals, m
B_f	Umfangsbelastung, $m^3/(m\ h)$
b_f	Berieselte Breite, m
$B_{f,D} = \dot{V}_{f,D}/\tilde{a}_D$	Flüssigkeitsumfangsbelastung des Drahts, $m^3/(m\ h)$
c	Konzentration, $kmol/m^3$
D	Diffusionskoeffizient, m^2/s
d	Durchmesser, m
$E = \frac{c-c_{ein}}{c^*-c_{ein}}$	Absorptionseffizienz, -
e	Filmabmessung, m
$F = v_g\sqrt{\rho_g}$	Gasbelastungsfaktor, $Pa^{0,5}$
f_{Perl}	Perlenfrequenz, Hz
f_{ges}	Korrekturfaktor für Flüssigkeitsfüllzahl, -
f_R	Aufnahmerate, Hz
f_{SE}	Faktor für Oberflächenvergrößerung, -
g	Erdbeschleunigung, m/s^2
g_{eff}	Effektive Erdbeschleunigung, m/s^2
H	Henry-Koeffizient, bar
h	Höhe, m
$HETP$	Höhenäquivalent eines theoretischen Bodens, m
$h_f = \frac{V_f}{V_{P,ges}-V_P}$	Flüssigkeitsfüllzahl, -
H_P	Höhe der Packung, m
HTU	Höhe einer Übergangseinheit, m

$HU_{f,D} = V_{f,D}/L_D$	Spezifischer Hold-up, m^3/m
k	Stoffdurchgangskoeffizient, $mol/(m^2 s)$
k_1	Reaktionsgeschwindigkeitskonstante 1. Ordnung, $1/s$
l	Abmessung Kettenglied, m
$l_C = \sqrt{\sigma/(\rho g)}$	Kapillarlänge, m
L_D	Länge des Drahts, m
M	Masse, kg
m	Gleichgewichtskoeffizient, $-$
\dot{M}	Massenstrom, kg/s
\tilde{M}	Molmasse, $kg/kmol$
N	Anzahl, $-$
N	Molmenge, mol
\dot{N}	Molenstrom, mol/s
\dot{n}	Molenstromdichte, $mol/(m^2 s)$
NTU	Anzahl der Übergangseinheiten, $-$
p	Druck, Pa
R	Allgemeine Gaskonstante, $J/(mol K)$
R	Radius, m
r	Radiale Koordinate, m
$R_f^* = R_f/R_D$	Dimensionsloser Filmradius, $-$
$r^* = r/R_D$	Dimensionsloser Radius, $-$
S	Breite der Sicke einer strukt. Packung, m
s_p	Abstand der Drähte (Achsen), m
s_{Perl}	Abstand der Perlen, m
T	Temperatur, K

t	Zeit, s
t_R	Aufnahmedauer, s
$v = \dot{V}/A_q$	Leerrohrgeschwindigkeit, m/s
V	Volumen, m ³
v	Diffusionsvolumen, m ³ /mol
$V_{f,D}$	Flüssigkeitsvolumen am Draht, m ³
$v_{f,P} = B_f a_P$	Flüssigkeitsflächenbelastung der Packung, m ³ /(m ² h)
\dot{V}	Volumenstrom, m ³ /s
$\dot{V}_{f,D}$	Flüssigkeitsvolumenstrom am Draht, m ³ /s
\tilde{V}	Molvolumen, m ³ /mol
w	Geschwindigkeit, m/s
$x = 2\pi R/\lambda$	Bezogene Wellenzahl, –
x	Assoziationsparameter, –
x	Molenbruch (Flüssigkeit), mol/mol
x	Ringzonenparameter, –
y	Molenbruch (Gas), mol/mol
z	Vertikale Koordinate, m
z_P	Packungsdichte der Drähte, 1/m ²

Indizes

0	Phasengrenze
*	Gleichgewicht
*	bezogener dimensionsloser Wert
A, B	Komponenten A, B
aus	Austritt

BF	Basisfilm
BM	Inertgas
c	Konzentration
D	Draht
Diff	Diffusion
eff	Effektiv
ein	Eintritt
ell	Ellipsoid
eq	Äquivalent
f	Flüssigkeit
flut	Flutgrenze
ges	gesamt
g	Gas
hex	hexagonal
h	hydraulisch
KG	Kettenglied
K	Kanal
kr	kritisch
Kug	Kugel
ln	logarithmisch
M	Mantel
N	Nußelt
og	Gesamtwiderstand, auf die Gasphase bezogen
P	Packung
Perl	Perlen

Pl	Platte
Pr	Probe
q	Querschnitt
quad	quadratisch
R	Rayleigh
r	reduziert
seg	Segment
sin	Sinus
strip	Strippgas
SW	Schwellenwert
TP	Taupunkt
tr	trocken
Zyl	Zylinder

Dimensionslose Kennzahlen

$Fr = w^2/(gL)$	Froudezahl
$Ha = (k_1 D/\beta^2)^{1/2}$	Hattazahl
$K_f = \rho_f \sigma_f^3/(g\eta_f^4)$	Flüssigkeitskennzahl
$Oh = (\nu^2 \rho/(\sigma L))^{1/2}$	Ohnesorgezahl
$Re_f = B_{f,D}/\nu_f$	Reynoldszahl der Flüssigkeit
$Re_g = \bar{w}_g d_h/\nu_g$	Reynoldszahl der Gasphase
$Sc = \nu/D$	Schmidtzahl
$Sh = \beta L/D$	Sherwoodzahl
$We = \rho w^2 L/\sigma$	Weberzahl

Abkürzungen

CSSP	Corrugated sheet structured packing (Strukturierte Packung aus verschränkten gewellten Blechlagen)
DBP	Drahtbündel­packung
MEA	Monoethanolamin
PGF	Phasengrenzfläche
PVP3	3 Gew.-% wässrige Polyvinylpyrrolidonlösung
PVP6	6 Gew.-% wässrige Polyvinylpyrrolidonlösung
SÜ	Stoffübergang
SI100	Silikonöl, $\eta = 100 \text{ mPa s}$

Abstract

Packed columns are widely used for distillation and absorption processes in the chemical industry. An innovative concept is the wetted wire column, it features a vertical wire bundle that is attached to a liquid distributor which creates a falling film on each wire. It shows promise to have several advantages compared to common structured packings in terms of pressure drop, load limits and liquid distribution in the packing. Since this concept has only been realised on laboratory scale, the feasibility under industrial conditions still has to be proven.

To examine the fluid dynamics and mass transfer of the film flow on the wires in a counter current gas flow in detail, experimental studies were performed with single wires in a test channel of $20\text{ mm} \times 20\text{ mm} \times 1000\text{ mm}$. Tested wire geometries were a cylindrical wire with a diameter of 1 mm, different chains and a bundle of 16 cylindrical wires. For different liquids, the load limits, local film thickness, liquid bead velocity, liquid hold-up, pressure drop and the gas and liquid side mass transfer coefficients were measured at different gas and liquid loads. The results of the single wire experiments were used to predict the performance of a wire bundle packing.

The liquid film shows fast travelling liquid beads on a thin basis film layer. The initial mechanism for bead formation is the Rayleigh-Plateau instability which occurs at liquid films on strongly curved surfaces and reduces the film surface area. As the gas load increases, the beads are getting bigger and are deformed to a compact shape, but the bead frequency decreases. However, the liquid hold-up and the bead velocity are not depending on gas load. Due to its curvature, the film surface area rises with increasing liquid load as a result of higher film thickness. The gas and liquid side mass transfer is enhanced by the bead movement and is up to two times higher than for planar film flow. It revealed that chains can suppress bead movement resulting in higher load limits but lower mass transfer coefficients.

With a wire spacing of 5 mm, a packing of cylindrical wires (1 mm in diameter) would have a dry packing surface of $125\text{ m}^2/\text{m}^3$ and at high liquid loads, the effective interfacial area would rise up to $200\text{ m}^2/\text{m}^3$. The predicted separation efficiency is comparable to common structured packings, but the associated specific pressure drop is one order of magnitude lower and the load limits are significantly higher. Suitable applications for wetted wire columns could be absorption processes like flue gas cleaning at which they could enhance the overall efficiency of the process.

Kurzfassung

Packungskolonnen werden in vielen Destillations- und Absorptionsprozessen in der chemischen Industrie eingesetzt. Ein innovatives Konzept ist die Drahtbündelpackung, bei dieser ist ein vertikales Drahtbündel mit einem Flüssigkeitsverteiler verbunden welcher einen Fallfilm auf den Drähten erzeugt. Im Vergleich zu herkömmlichen strukturierten Packungen verspricht das Konzept Vorteile im Hinblick auf Druckverlust, Belastungsgrenzen und Flüssigkeitsverteilung in der Packung. Bisher wurde die Drahtbündelpackung lediglich im Labormaßstab verwirklicht, eine Eignung unter industriellen Bedingungen muss noch nachgewiesen werden.

Um die Fluidodynamik und den Stofftransport der Filmströmung im Detail zu untersuchen, wurden experimentelle Untersuchungen mit Einzeldrähten in einem Testkanal (Abmessungen: 20 mm × 20 mm × 1000 mm) durchgeführt. Die untersuchten Drahtgeometrien waren ein zylindrischer Draht (Durchmesser: 1 mm) sowie unterschiedliche Ketten und ein Bündel aus 16 Drähten. Für verschiedene Flüssigkeiten wurden die Belastungsgrenzen, die lokale Filmdicke, die Perlengeschwindigkeit, der Hold-up der Flüssigkeit, der Druckverlust sowie die gas- und flüssigkeitsseitigen Stofftransportkoeffizienten bei verschiedenen Gas- und Flüssigkeitsbelastungen gemessen. Die Ergebnisse der Einzeldrahtuntersuchungen wurden herangezogen, um das Verhalten einer Drahtbündelpackung vorherzusagen.

Der Flüssigkeitsfilm zeigt sich schnell bewegende Flüssigkeitsperlen, welche über einen dünnen Basisfilm laufen. Der auslösende Mechanismus der Perlenbildung ist die Rayleigh-Plateau-Instabilität, welche u. a. bei stark gekrümmten Flüssigkeitsfilmen auftritt und die Filmoberfläche verringert. Bei steigender Gasbelastung werden die Perlen zunehmend größer und kompakter bei abnehmender Perlenfrequenz. Der Hold-up der Flüssigkeit und die Perlengeschwindigkeit werden allerdings von der Gasbelastung nicht beeinflusst. Aufgrund ihrer Krümmung wächst die Filmoberfläche mit zunehmender Flüssigkeitsbelastung als Resultat steigender Filmdicken. Der gas- und flüssigkeitsseitige Stofftransport wird durch die Perlenbewegung verbessert und ist annähernd doppelt so hoch wie bei der Filmströmung an ebenen Oberflächen. Einige Ketten unterdrücken die Perlenbewegung, was zu höheren Belastungsgrenzen und schlechteren Stoffübergangskoeffizienten führt.

Bei einem Drahtabstand von 5 mm würde eine Drahtbündelpackung aus zylindrischen Drähten (Durchmesser 1 mm) eine trockene Packungsoberfläche von 125 m²/m³ aufweisen, wobei diese bei höherer Flüssigkeitsbelastung auf bis zu 200 m²/m³ an-

steigen würde. Die vorausgesagte Trennleistung ist vergleichbar zu herkömmlichen strukturierten Packungen, wobei der spezifische Druckverlust um eine Größenordnung geringer ist und die Belastungsgrenzen deutlich höher sind. Mögliche Anwendungen für die Drahtbündelpackung könnten Absorptionsprozesse wie z. B. die Rauchgasreinigung sein, bei denen sie zu Steigerungen des Gesamtwirkungsgrads beitragen könnte.

1 Einleitung

In der chemischen Industrie werden für viele Stofftrennaufgaben Trennkolonnen eingesetzt. Gegenüber Bodenkolonnen, bei denen der Stoffaustausch auf vertikalen Böden stattfindet, werden bei Packungskolonnen Füllkörper oder strukturierte Packungen eingesetzt, um einen intensiven Stoffaustausch zu ermöglichen. Die Flüssigkeit benetzt die Packungsoberfläche und läuft als Rieselfilm im Erdschwerefeld herab. Dadurch steht für den Stoffübergang eine große Phasengrenzfläche zur Verfügung. Packungen und Füllkörper werden hinsichtlich ihrer Trennleistung, der Belastungsgrenzen und des spezifischen Druckverlustes optimiert, wobei eine Erhöhung der Trennleistung z. B. durch die Vergrößerung der Packungsoberfläche erreicht werden kann, was allerdings in der Regel einen höheren Druckverlust und niedrigere Belastungsgrenzen nach sich zieht. Moderne Hochleistungsfüllkörper und strukturierte Packungen werden aus Metallblechen, Kunststoff oder Keramik hergestellt. Diese weisen gegenüber früheren Füllkörpern gleicher spezifischer Oberfläche einen wesentlich höheren Lückengrad sowie durchbrochene Oberflächen auf, wodurch die Packung deutlich höher belastbar wird. Dadurch lässt sich bei gleicher Belastung die Querschnittsfläche der Kolonne reduzieren.

Hohe Trennleistungen ermöglichen es, die geforderte Trennaufgabe mit geringeren Kolonnenhöhen zu erreichen. Dies hat geringere Investitionskosten sowie Platzersparnisse zur Folge. Ein geringer spezifischer Druckverlust ist u.a. bei der Destillation von temperaturempfindlichen Stoffen entscheidend, weil sich durch größere Drücke im Sumpf der Kolonne höhere Siedetemperaturen einstellen, welche zur Zersetzung der Substanzen führen können. Bei der Absorption ist ein geringer auf die Höhe bezogener spezifischer Druckverlust ebenfalls von hoher Bedeutung, weil die Antriebsleistung der Arbeitsmaschine, welche das Gas durch die Kolonne fördert, mit dem zu überwindenden Gegendruck ansteigt. In diesem Fall lassen sich durch eine geeignete Packung Betriebskosten einsparen. Bei bestehenden Boden- und Füllkörperkolonnen lassen sich durch die Umrüstung auf moderne Hochleistungspackungen oftmals deutliche Kapazitätssteigerungen erreichen.

Eine generelle Herausforderung bei Packungen und Füllkörpern ist jedoch die gleichmäßige Verteilung der Flüssigkeit, da sie sich durch Randgängigkeit und Bachbildung mit zunehmender Lauflänge verschlechtert. Weil die Trennleistung durch die Ungleichverteilung der Flüssigkeit (Maldistribution) sinkt, muss in gewissen Abständen eine Neuverteilung der Flüssigkeit durch spezielle Einbauten erfolgen.

Ziel der Arbeit ist es, die Eigenschaften einer Packung für Trennkolonnen zu charakterisieren, die im Wesentlichen aus parallelen Drähten besteht, welche durch einen speziellen Flüssigkeitsverteiler einzeln gespeist werden. Dieses Konzept verspricht eine gleichmäßige Verteilung der Flüssigkeit über der gesamten Packungshöhe, da kein Austausch von Flüssigkeit zwischen den Drähten stattfindet. Als weiterer wesentlicher Vorteil wird ein geringerer Druckverlust erwartet, da die Passagen für die Gasströmung im Gegensatz zu herkömmlichen strukturierten Packungen geradlinig sind und der zusätzliche Druckverlust durch die häufige Umlenkung der Gasströmung entfällt. Außerdem ergibt sich eine engere Verweilzeitverteilung der Flüssigkeit in der Packung, weil diese keine Toträume aufweist, in denen die Flüssigkeit verharren kann. Ein statischer Anteil des Flüssigkeitsinhalts ist demnach nicht vorhanden und der gesamte Flüssigkeitsinhalt ist vergleichsweise gering. Dies wirkt sich positiv auf die Dynamik und die Regelbarkeit der Kolonne aus.

Das Konzept setzt allerdings einen speziellen Flüssigkeitsverteiler voraus, der jedem Draht den gleichen Flüssigkeitsvolumenstrom zukommen lässt. Herkömmliche Flüssigkeitsverteiler sind aufgrund ihrer geringen Tropfstellendichte nicht geeignet. Des Weiteren ist noch unklar, auf welche Weise die parallelen Drähte in der Kolonne fixiert werden sollen, weil das Einspannen einzelner Drähte im technischen Maßstab einen unnötig großen Aufwand erfordern würde.

Diese Arbeit umfasst grundlegende Untersuchungen zur Fluidodynamik und zum Stofftransport der Filmströmung an Einzeldrähten und Drahtbündeln. Einerseits soll die Filmströmung an stark gekrümmten Oberflächen unter dem Einfluss eines Gasgegenstroms im Detail untersucht werden. Andererseits soll bewertet werden, ob sich die vorausberechneten Eigenschaften einer Drahtbündelpackung als vorteilhaft gegenüber denen konventioneller Packungen erweisen. Für die Vorhersage des Verhaltens eines Drahtbündels wird auf die Ergebnisse der Einzeldrahtmessungen zurückgegriffen. Dabei werden bekannte Beziehungen zur Beschreibung von Packungen in modifizierter Form angewendet.

2 Grundlagen

Rieselfilme finden eine breite Anwendung in verfahrenstechnischen Apparaten zum Wärme- oder Stoffaustausch zwischen einer Flüssigphase und einer Gasphase. Dabei wird die Flüssigkeit auf der Oberfläche von Einbauten (z. B. Rohrbündel, Füllkörper etc.) innerhalb des Apparates verteilt, so dass diese aufgrund der Schwerkraft in Form eines dünnen Films herunterrieselt. Das Gas wird im Gleichstrom oder Gegenstrom durch den Apparat geleitet, so dass ein direkter Kontakt zwischen den Phasen erfolgt. Eine nennenswerte Beeinflussung des Rieselfilms durch die Gasphase findet dabei erst bei höheren Gasgeschwindigkeiten infolge der an der Phasengrenze auftretenden Schubspannungen statt. Der vorrangige Zweck der Einbauten ist die Bereitstellung einer großen Phasengrenzfläche, so dass ein intensiver Wärme- oder Stoffübergang erreicht werden kann. Die Mehrzahl der bisherigen Forschungsarbeiten befasst sich mit Rieselfilmen an ebenen Flächen, da in vielen Apparaten die Filmdicke klein gegenüber den Krümmungsradien der benetzten Oberflächen ist und der Film daher als eben betrachtet werden kann. Dennoch wurden die meisten experimentellen Arbeiten an zylindrischen Rohren mit ausreichend großem Durchmesser durchgeführt, weil diese Geometrie keinen Randeffect aufweist, wie er bei berieselten ebenen Platten zwangsläufig auftritt.

2.1 Rieselfilme an ebenen Flächen

2.1.1 Fluidodynamik

Eine Beschreibung des laminaren Rieselfilms aufgrund theoretischer Betrachtungen wurde erstmals von Nußelt (1916) angegeben. Im laminaren Strömungsregime findet keine Vermischung quer zur Strömungsrichtung statt, daher lässt sich der Film gedanklich als Struktur paralleler Flüssigkeitsschichten betrachten, welche aneinander gleiten können. Dabei wirken auf diese Schichten die Gewichtskraft, die Auftriebskraft und Schubspannungen, die aufgrund der Reibung mit benachbarten Schichten entstehen. Abb. 2.1 zeigt ein Volumenelement im Rieselfilm und die einwirkenden Kräfte bzw. Schubspannungen (aus formal mathematischen Gründen in entgegengesetzter Richtung zur tatsächlichen Wirkrichtung eingezeichnet). Eine Kräftebilanz ergibt:

Laminarer
Rieselfilm

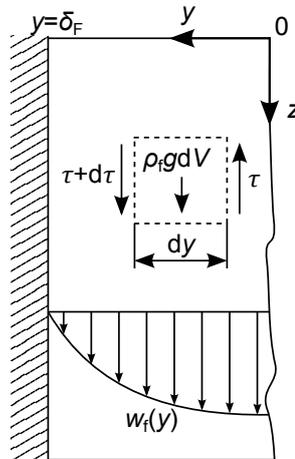


Abb. 2.1: Auf ein Volumenelement wirkende Kräfte in einem Rieselfilm bei laminarer Strömung.

$$\tau \, dA = \left(\tau + \frac{d\tau}{dy} \, dy \right) dA + \rho_f g \, dA \, dy. \quad (2.1)$$

Setzt man für die Schubspannungen den Ansatz für Newtonsche Flüssigkeiten $\tau = \eta_f \, dw_f / dy$ ein, lässt sich folgende Differentialgleichung aufstellen:

$$\eta_f \frac{d^2 w_f(y)}{dy^2} + \rho_f g = 0. \quad (2.2)$$

Folgende Randbedingungen werden zur Lösung der obigen DGL eingesetzt:

1. RB: $y = \delta_f$: $w_f = 0$ Haftbedingung an der Wand
2. RB: $y = 0$: $\tau = \eta_f \left(\frac{dw_f(y)}{dy} \right)_{y=0} = 0$ kein Impulsaustausch an der PGF

Letztere Annahme ist zulässig für Gasgeschwindigkeiten unterhalb der Staugrenze. Weil Gase im Allgemeinen eine um zwei Größenordnungen kleinere dynamische Viskosität als Flüssigkeiten aufweisen, kann in diesem Bereich der Gasgeschwindigkeit der Impulsaustausch zwischen den Phasen vernachlässigt werden. Somit ergibt sich das Geschwindigkeitsprofil des laminaren Films durch die Integration von Gl. (2.2) unter Berücksichtigung der Randbedingungen zu

$$w_f(y) = \frac{g \delta_f^2}{2\nu_f} \left(1 - \left(\frac{y}{\delta_f} \right)^2 \right). \quad (2.3)$$

Die Umfangsbelastung B_f ergibt sich aus der Integration des Geschwindigkeitsprofils über die Rieselfilmdicke:

$$B_f = \frac{\dot{V}_f}{b_f} = \int_0^{\delta_f} w_f(y) dy = \frac{g\delta_f^2}{2\nu_f} \left(y - \frac{\delta_f}{3} \left(\frac{y}{\delta_f} \right)^3 \right) \Bigg|_{y=0}^{y=\delta_f} = \frac{g\delta_f^3}{3\nu_f}. \quad (2.4)$$

Aus Gl. (2.4) lässt sich die mittlere Strömungsgeschwindigkeit ermitteln:

$$\bar{w}_f = \frac{\dot{V}_f}{b_f \delta_f} = \frac{g\delta_f^2}{3\nu_f}. \quad (2.5)$$

Die Reynoldszahl der Filmströmung ist dann definiert als

$$Re_f = \frac{\bar{w}_f \delta_f}{\nu_f} = \frac{\dot{V}_f \delta_f}{b_f \delta_f \nu_f} = \frac{B_f}{\nu_f}. \quad (2.6)$$

Somit lässt sich die Filmdicke des laminaren Films beschreiben als

$$\delta_f = \sqrt[3]{3B_f \frac{\nu_f}{g}} = \left(\frac{3\nu_f^2}{g} \right)^{1/3} Re_f^{1/3}. \quad (2.7)$$

Tatsächlich ist der Film nur für kleine Reynoldszahlen glatt, es zeigen sich bereits ab einer Reynoldszahl von 3 bis 6 Wellen auf der Filmoberfläche. Kapitza (1948) führte eine Stabilitätsanalyse unter Berücksichtigung der Oberflächenspannung durch und konnte das Auftreten der Wellen theoretisch erklären. Die kritische Reynoldszahl für die Wellenbildung gemäß der Theorie wurde angegeben als

Welliger
Rieselfilm

$$Re_{f,kr} = 2,43 (K_f)^{1/11}. \quad (2.8)$$

Dabei ist K_f die Flüssigkeitskennzahl (oftmals auch als Kapitzazahl oder Filmzahl bezeichnet). Sie berücksichtigt den Einfluss der Oberflächenspannung der Flüssigkeit auf die Strömung:

$$K_f = \frac{\rho_f \sigma_f^3}{g \eta_f^4}. \quad (2.9)$$

Experimentelle Untersuchungen haben gezeigt, dass die mittlere Filmdicke trotz Wellenbildung bis zu einer Reynoldszahl von 400 der theoretischen laminaren Filmdicke entspricht (Brauer, 1956). Man spricht in dem Bereich $Re_f < 400$ deshalb auch vom pseudolaminaren Bereich. Ab $Re_f = 400$ beginnt der turbulente Bereich, in dem die Quervermischung im Film sprunghaft zunimmt und die Filmdicke nicht mehr über Gl. (2.7) berechnet werden kann.

Gemäß [Ishigai et al. \(1972\)](#) lassen sich verschiedene Strömungsregime unterscheiden, die anhand der Reynoldszahl eingegrenzt werden können.

- | | |
|--|--------------------------|
| 1. $Re_f \leq 0,47K_f^{1/10}$ | laminar |
| 2. $0,47K_f^{1/10} \leq Re_f \leq 2,2K_f^{1/10}$ | erster Übergangsbereich |
| 3. $2,2K_f^{1/10} \leq Re_f \leq 75$ | stabile Wellen |
| 4. $75 \leq Re_f \leq 400$ | zweiter Übergangsbereich |
| 5. $Re_f \geq 400$ | voll turbulent |

Für den turbulenten Bereich $Re_f > 400$ gibt [Brauer \(1956\)](#) folgende empirische Korrelationen für die Filmdicke und die mittlere Geschwindigkeit an:

$$\delta_f = 0,302 \left(\frac{3\nu_f^2}{g} \right)^{1/3} Re_f^{8/15}, \quad (2.10)$$

$$\bar{w}_f = 3,31 \left(\frac{g\nu_f}{3} \right)^{1/3} Re_f^{7/15}. \quad (2.11)$$

Messmethoden
Filmdicke

Zur Bestimmung der Filmdicke wurden in der Vergangenheit verschiedenste Messtechniken angewendet, die sich in intrusive und nicht-intrusive Methoden einteilen lassen. Einen Überblick geben [Lel et al. \(2005\)](#). Bei den intrusiven Methoden wird eine Sonde in den Film eingetaucht, was den Nachteil hat, dass damit möglicherweise die Filmströmung beeinflusst wird. Man erhält allerdings Daten mit hoher örtlicher und zeitlicher Auflösung. Zu den intrusiven Methoden zählen z. B. die Nadel-Kontaktmethode (z. B. [Brauer, 1956](#); [Ishigai et al., 1972](#)) und die HF-Impedanz-Nadel-Methode (z. B. [Lozano-Aviles, 2007](#)). Zu den nicht-intrusiven Methoden zählen u.a. die kapazitive Methode (z. B. [Dukler und Bergelin, 1952](#); [Alimov et al., 1964](#)), Methoden mit radioaktiven Markierungssubstanzen (z. B. [Jackson, 1955](#)), die Schattenriss-Methode (z. B. [Kapitza, 1948](#); [Alekseenko et al., 1985](#)) sowie die Fluoreszenz-Methode (z. B. [Hiby, 1968](#); [Adomeit und Renz, 2000](#)). Letztere Methode kann auch zur Bestimmung der dreidimensionalen Topographie des Films genutzt werden. Beim parallelen Einsatz von zwei örtlich versetzten Messstellen lässt sich aus den Daten der Filmdicke die mittlere Wellengeschwindigkeit über die Laufzeitverschiebung der beiden Messsignale mithilfe der Kreuzkorrelation ermitteln.

Eine statistische Auswertung des zeitlichen, lokalen Profils der Filmdicke wurde von [Telles und Dukler \(1970\)](#); [Chu und Dukler \(1974\)](#) durchgeführt. Um die mittlere Basisfilmdicke und die mittlere Wellenfilmdicke zu ermitteln, wurde eine Wahrscheinlichkeitsverteilung der Filmdicke erstellt, die in einen Anteil für Basisfilm und Wellen aufgeteilt wurde. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Basisfilmdicke wurde er-

mittelt, indem angenommen wurde, dass die am häufigsten auftretende Filmdicke dem Maximum der Wahrscheinlichkeitsdichte der Basisfilmdicke entspricht und diese die Form einer Gaußschen Normalverteilung hat. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Wellen ergibt sich dann durch die Subtraktion der Basisfilmverteilung von der Gesamtverteilung. Da das Maximum der Wahrscheinlichkeitsverteilung der Wellen jedoch nicht der häufigsten Filmdicke der Wellenspitzen entspricht, ist diese Größe wenig aussagekräftig. Daher wurde zur Bestimmung der mittleren Wellenfilmdicke von [Lozano-Aviles \(2007\)](#) ein Schwellenwert eingeführt, bei dessen Überschreiten eine Wellenspitze zur Ermittlung des Mittelwerts erfasst wird.

Wird der Rieselfilm einer Gasströmung im Gegenstrom ausgesetzt, wirken Schubspannungen an der Phasengrenze, die ab einer gewissen Gasgeschwindigkeit merkliche Auswirkungen auf die Strömung des Films haben (siehe z. B. [Feind, 1960](#)). [Ishii und Grolmes \(1975\)](#) identifizierten unterschiedliche Mechanismen, die zum Entrainment (Mitreißen von Flüssigkeit) führen, darunter das Abscheren von Wellenkämmen und das Unterschneiden von Wellen durch das Gas. Die Flutgrenzen bei Flüssigkeitsfilmen in senkrechten Rohren lassen sich nach [Wallis \(1969\)](#) mit folgender empirischer Gleichung beschreiben:

Belastungs-
grenzen

$$v_g^{*1/2} + mv_f^{*1/2} = C. \quad (2.12)$$

Für turbulente Strömungen ist $m = 1$. Für Rohre mit gerundetem Einlauf nimmt die Konstante C Werte von 0,88 bis 1,0 an, wobei der niedrigere Wert für die Rückkehr aus dem gefluteten Zustand in den Gegenstrom gilt. Ohne Einlaufstrecke ist $C = 0,725$. Die dimensionslosen Leerrohrgeschwindigkeiten sind eine Funktion des Rohrdurchmessers d und definiert als:

$$v_g^* = v_g \sqrt{\frac{\rho_g}{gd(\rho_f - \rho_g)}}, \quad v_f^* = v_f \sqrt{\frac{\rho_f}{gd(\rho_f - \rho_g)}}. \quad (2.13)$$

Der Mechanismus für das Fluten in Rohren ist noch nicht vollständig verstanden. Nach [Zabaras und Dukler \(1988\)](#) ist nicht das Zusammenwachsen von Flüssigkeitsbrücken, sondern eine partielle Umkehr der Strömungsrichtung der Flüssigkeit die Ursache für das Fluten. Für kleine Rohrdurchmesser ($d = 6$ mm bis 10 mm) wurde von [Mouza et al. \(2002\)](#) festgestellt, dass die Flutgrenze bei einer Steigerung der Flüssigkeitsbelastung zunächst sinkt, bei einer weiteren Erhöhung der Flüssigkeitsbelastung kommt es jedoch zu einem vorübergehenden Anstieg der Flutgrenze. Eine mögliche Ursache hierfür ist die Stabilisierung des Flüssigkeitsfilms bei höheren Flüssigkeitsbelastungen.

2.1.2 Stofftransport

Da in vielen Apparaten zur Stofftrennung Rieselfilme eingesetzt werden, ist zur sicheren Auslegung dieser Apparate eine verlässliche Beschreibung des Stofftransports notwendig. Daher wurden auf diesem Gebiet bereits umfangreiche Untersuchungen durchgeführt. Die vorherrschende Theorie für den Stoffdurchgang zwischen zwei fluiden Phasen ist die Zweifilmtheorie, die von [Lewis und Whitman \(1924\)](#) aufgestellt wurde (s. z. B. [Kraume \(2004\)](#)). Dabei geht man von an der Phasengrenze angrenzenden Konzentrationsgrenzschichten mit der Dicke δ_{cf} und δ_{cg} aus, in denen sich die Konzentrationsprofile aufgrund des Stoffübergangs ausprägen welche vereinfachend als linear angenommen werden. In Analogie zum Wärmedurchgang lässt sich ein Transportwiderstand in beiden Phasen feststellen. In [Abb. 2.2](#) sind örtliche Konzentrationsprofile an einem Rieselfilm bei Anwesenheit von Stoffübergangswiderständen in beiden Phasen dargestellt.

Zweifilmtheorie

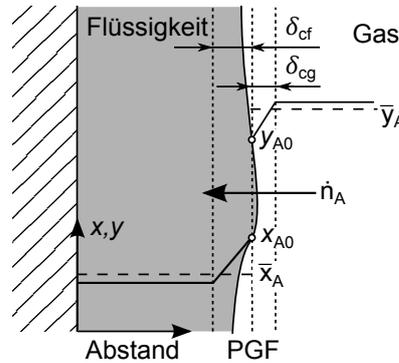


Abb. 2.2: Konzentrationsprofile beim Stoffübergang im Rieselfilm bei Anwesenheit von Stoffübergangswiderständen in beiden Phasen (bei einer Lauflänge $z > 0$).

Im Fall des Gleichgewichts an der Phasengrenze eines Gas/Flüssig-Stoffsystems sind die Molanteile y_{A0} und x_{A0} durch die Gleichgewichtsbeziehung verknüpft:

$$y_{A0} = f(x_{A0}). \quad (2.14)$$

Da die Phasengrenze als unendlich dünn angenommen wird, wird der aus der einen Phase antransportierte Stoffstrom vollständig in die andere Phase überführt:

$$\dot{n}_A = \beta_g c_g (\bar{y}_A - y_{A0}) = \beta_g (\bar{c}_{A,g} - c_{A0,g}), \quad (2.15)$$

$$\dot{n}_A = \beta_f c_f (x_{A0} - \bar{x}_A) = \beta_f (c_{A0,f} - \bar{c}_{A,f}). \quad (2.16)$$

Daraus folgt:

$$\bar{y}_A - y_{A0} = \frac{\dot{n}_A}{\beta_g c_g} \quad (2.17)$$

und

$$x_{A0} - \bar{x}_A = \frac{\dot{n}_A}{\beta_f c_f}. \quad (2.18)$$

Da die Molanteile an der Phasengrenze oftmals nicht bestimmt werden können, wird dem Molanteil in der Flüssigkeit \bar{x}_A mithilfe der Gleichgewichtsbeziehung ein fiktiver Molanteil $y_{A,\text{eq}}$ in der Gasphase zugeordnet. Sofern die Gleichgewichtskurve im betrachteten Bereich annähernd linear verläuft, kann bei der weiteren Berechnung der Gleichgewichtskoeffizient m als Steigung der Gleichgewichtskurve verwendet werden:

$$m \equiv \frac{dy_A^*}{dx_A} \approx \frac{y_{A0} - y_{A,\text{eq}}}{x_{A0} - \bar{x}_A} \approx \frac{\bar{y}_A - y_{A0}}{x_{A,\text{eq}} - x_{A0}}. \quad (2.19)$$

Aus Gl. (2.18) und Gl. (2.19) ergibt sich:

$$y_{A0} - y_{A,\text{eq}} = \frac{\dot{n}_A m}{\beta_f c_f}. \quad (2.20)$$

Die Addition von Gl. (2.17) und Gl. (2.20) ergibt:

$$\bar{y}_A - y_{A,\text{eq}} = \dot{n}_A \left[\frac{1}{\beta_g c_g} + \frac{m}{\beta_f c_f} \right]. \quad (2.21)$$

Führt man den auf die Gasphase bezogenen Stoffdurchgangskoeffizienten k_g ein, kann man die obige Gleichung als

$$\dot{n}_A = k_g (\bar{y}_A - y_{A,\text{eq}}) \quad (2.22)$$

auffassen, so dass der Stoffdurchgangskoeffizient die Stoffübergangswiderstände in beiden Phasen beschreibt als

$$\frac{1}{k_g} = \frac{1}{\beta_g c_g} + \frac{m}{\beta_f c_f}. \quad (2.23)$$

Die einfachste Vorstellung zu den Vorgängen beim Stofftransport ist die Filmtheorie (Lewis und Whitman, 1924), bei der angenommen wird, dass der Stofftransport nur in einer dünnen Schicht der Dicke δ_c allein durch molekulare Diffusion stattfindet (s. Abb. 2.2). Bei vorliegender Konvektion lässt sich diese Annahme auch treffen, wenn

Filmtheorie

die Konzentrationsgrenzschicht deutlich kleiner als die Geschwindigkeitsgrenzschicht ist. Es ergibt sich der theoretische Zusammenhang

$$\beta = \frac{D}{\delta_c}. \quad (2.24)$$

Da die Dicke der Konzentrationsgrenzschicht δ_c meistens nicht bekannt ist, ist der direkte praktische Nutzen begrenzt.

Penetrations-
theorie

Die Penetrationstheorie (Higbie, 1935) ist eine weitere bedeutsame Theorie für den Stofftransport bei Flüssigkeitsfilmen. Es wird davon ausgegangen, dass Fluidelemente für ein bestimmtes Zeitintervall τ an die Phasengrenze gelangen und dort in einem instationären Vorgang mit der Übergangskomponente beladen werden. Danach werden sie gegen weitere Fluidelemente ausgetauscht und zurück in den Flüssigkeitskern transportiert. Je länger diese Fluidelemente an der Phasengrenze verweilen, desto langsamer wird insgesamt der Stofftransport, weil die instationäre Beladung mit zunehmender Dauer aufgrund abnehmender Konzentrationsdifferenzen langsamer abläuft. Es ergibt sich folgende theoretische Beziehung:

$$\beta = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{D}{\tau}}. \quad (2.25)$$

Experimentelle Untersuchungen zum Stofftransport an Flüssigkeitsfilmen wurden in den meisten Fällen an innen berieselten Rohren (Wetted wall column) durchgeführt. Eine Übersicht über bisher durchgeführte Untersuchungen geben Spedding und Jones (1988).

Korrelationen
für gaseitigen
Stoffübergang

Gilliland und Sherwood (1934) untersuchten den gaseitigen Stoffübergang über die Verdunstung von verschiedenen Flüssigkeiten in einen Luftstrom. Sie stellten folgende Korrelation auf:

$$Sh_g = 0,023 Re_g^{0,83} Sc_g^{0,44}. \quad (2.26)$$

Der Einfluss der Flüssigkeitsbelastung auf den gaseitigen Stofftransport durch die Bildung von Wellen wurde von Kafesjian et al. (1961) untersucht, was zu folgender Beziehung führte, die den Einfluss der Schmidtzahl allerdings unberücksichtigt lässt:

$$Sh_g = 0,0065 Re_g^{0,83} Re_f^{0,15}. \quad (2.27)$$

Braun und Hiby (1970) untersuchten den gaseitigen Stoffübergang über die Absorption von Ammoniak aus einem Luftstrom in verdünnte Schwefelsäure. Sie stellten Korrelationen für den Gegenstrom und den Gleichstrom der Phasen auf, welche auch

die Lauflänge berücksichtigen:

$$Sh_g = 0,015 Re_g^{0,75} Re_f^{0,16} Sc_g^{0,44} \left[1 + 5,2 \left(\frac{L}{d} \right)^{-0,75} \right] \quad (\text{Gegenstrom}), \quad (2.28)$$

$$Sh_g = 0,18 Re_g^{0,4} Re_f^{0,16} Sc_g^{0,44} \left[1 + 6,4 \left(\frac{L}{d} \right)^{-0,75} \right] \quad (\text{Gleichstrom}). \quad (2.29)$$

Die Kennzahlen sind definiert als

$$Sh_g \equiv \frac{\beta_g d}{D_g}, \quad Re_g \equiv \frac{4\dot{V}_g}{d\pi\nu_g}, \quad Re_f \equiv \frac{\dot{V}_f}{d\pi\nu_f}, \quad Sc_g \equiv \frac{\nu_g}{D_g}. \quad (2.30)$$

Es zeigt sich, dass sich je nach Phasenführung aufgrund verschiedener relativer Geschwindigkeiten der Phasen unterschiedliche Exponenten für Re_g ergeben. Der von Gilliland und Sherwood (1934) eingeführte Wert von 0,44 für den Exponenten von Sc_g ist nicht unumstritten. Duduković et al. (1996) zeigte, dass sich die Ergebnisse von Gilliland und Sherwood (1934) für eine Abhängigkeit von $Sc_g^{0,5}$ mit einer geringeren Streuung durch eine Korrelation anpassen lassen:

$$Sh_g = 0,0318 Re_g^{0,790} Sc_g^{0,5}. \quad (2.31)$$

Nielsen et al. (1998) untersuchten den Stoffübergang bei höheren Reynoldszahlen im Gleichstrom und konnten folgende Korrelation angeben:

$$Sh_g = 0,00031 Re_g^{1,05} Re_f^{0,207} Sc_g^{0,5}. \quad (2.32)$$

Zur Berechnung des flüssigkeitsseitigen Stofftransports bei glatten Filmen lassen sich theoretische Ansätze anwenden. Dabei lässt sich für kurze Lauflängen die Penetrationstheorie anwenden, weil die Eindringtiefe der übergehenden Komponente gegenüber der Filmdicke gering ist. Es ergibt sich

Korrelationen für flüssigkeitsseitigen Stoffübergang

$$Sh_{\delta,f} = 1,38 \sqrt{Re_f Sc \frac{\delta_f}{L}} \quad \text{mit} \quad Sh_{\delta,f} \equiv \frac{\beta_f \delta_f}{D_f}. \quad (2.33)$$

Bei größeren Lauflängen macht sich die endliche Filmdicke bemerkbar und die Sherwoodzahl $Sh_{\delta,f}$ läuft in einen konstanten Wert von 3,41 ein. In den meisten technischen Anwendungen treten jedoch wellige Flüssigkeitsfilme auf, bei denen aufgrund der inneren Quervermischung der Stoffübergang deutlich verbessert wird. Dabei lassen sich im $Sh_{\delta,f}$ - Re_f -Diagramm Bereiche unterschiedlicher Steigung erkennen, die sich den Strömungsregimen nach Ishigai et al. (1972) (s. Abschnitt 2.1.1) zuordnen lassen.

Dieses Verhalten lässt sich nach [Brauer \(1971\)](#) beschreiben durch die empirische Korrelation

$$Sh_{\delta,f} = \frac{\beta_f \delta_f}{D_f} = C Re_f^a Sc_f^{0,5} \quad (2.34)$$

für die Bereiche

$12 < Re_f < 70 :$	$C = 0,0224$	$a = 0,8$
$70 < Re_f < 400 :$	$C = 0,08$	$a = 0,5$
$Re_f > 400 :$	$C = 8,9 \cdot 10^{-4}$	$a = 1,25.$

Weitere Korrelationen für den flüssigkeitsseitigen Stofftransport in Flüssigkeitsfilmen liefern beispielsweise [Henstock und Hanratty \(1979\)](#) oder [Yu et al. \(2006\)](#).

2.2 Rieselfilme an gekrümmten Flächen

Die Krümmung der Oberfläche hat einen Einfluss auf die Fluidodynamik des Rieselfilms, sobald sich der Krümmungsradius in der Größenordnung der Filmdicke bewegt. Viele Untersuchungen auf diesem Gebiet wurden motiviert durch die technische Anwendung der Beschichtung von Drähten durch das Herausziehen aus einem Flüssigkeitsbad (z. B. beim Aufbringen von Isolierlack auf einen Spulendraht).

2.2.1 Fluidodynamik

Wird eine ebene Platte gleichmäßig berieselt, bleibt die Filmoberfläche unabhängig von der Filmdicke konstant. Bei einem berieselten Zylinder hingegen wächst die Oberfläche proportional mit dem Filmradius.

In der Arbeit von [Grabbert und Wünsch \(1973\)](#) wird die Auswirkung der Oberflächenkrümmung auf die Fluidodynamik eines Flüssigkeitsfilms theoretisch betrachtet. Analog zum ebenen Flüssigkeitsfilm ([Nußelt, 1916](#)) wurde für den Film an einer zylindrisch gekrümmten Oberfläche eine Kräftebilanz in Zylinderkoordinaten durchgeführt (s. auch [Jackson \(1955\)](#)). [Abb. 2.3](#) zeigt eine Skizze der geometrischen Verhältnisse bei der Filmströmung am zylindrischen Draht. Das radiale Geschwindigkeitsprofil für den laminaren Film ist demnach

$$w(r^*) = \frac{\Delta \rho g R_D^2}{4\eta_f} (1 - r^{*2} + 2R_f^{*2} \ln r^*) \quad (2.35)$$

mit dem dimensionslosen Radius $r^* = r/R_D$ und dem dimensionslosen Filmradius $R_f^* = R_f/R_D$. Somit ergibt sich der Flüssigkeitsvolumenstrom durch Integration des

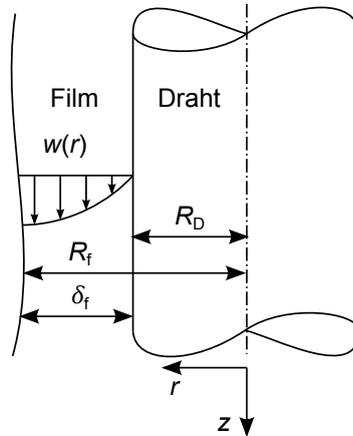


Abb. 2.3: Skizze der geometrischen Verhältnisse eines Flüssigkeitsfilms an einem biegsamen zylindrischen Draht.

Geschwindigkeitsprofils zu

$$\begin{aligned} \dot{V}_{f,D} &= 2\pi \int_{R_D}^{R_f} r w(r) dr = 2\pi R_D^2 \int_1^{R_f^*} r^* w(r^*) dr^* \\ &= \frac{\pi \Delta \rho g R_D^4}{8\eta_f} \left(4R_f^{*2} - 3R_f^{*4} - 1 + 4R_f^{*4} \ln R_f^* \right) \quad \text{und} \end{aligned} \quad (2.36)$$

$$B_{f,D} = \frac{\dot{V}_{f,D}}{2\pi R_D} = \frac{\Delta \rho g R_D^3}{16\eta_f} \left(4R_f^{*2} - 3R_f^{*4} - 1 + 4R_f^{*4} \ln R_f^* \right). \quad (2.37)$$

Wird die Umfangsbelastung mit der Filmdicke δ_f beschrieben, ergibt sich (Duprat et al., 2009b)

$$B_{f,D} = \frac{g\delta_f^3}{3\nu_f} \Phi(\alpha_N) \quad (2.38)$$

mit einem Krümmungsfaktor Φ , der eine Funktion der bezogenen Nußeltschen Filmdicke $\alpha_N = \delta_f/R_D$ ist:

$$\Phi(\alpha_N) = \frac{3 \left[(1 + \alpha_N)^4 (4 \ln(1 + \alpha_N) - 3) + 4(1 + \alpha_N)^2 - 1 \right]}{16\alpha_N^3}. \quad (2.39)$$

Für $\alpha_N \rightarrow 0$ geht $\Phi \rightarrow 1$ und damit geht Gl. (2.38) in jene für ebene Filme über (Gl. (2.4)).

Es zeigt sich, dass sich bei gleicher Umfangsbelastung bei berieselten Zylindern dünnere Filme und bei innen berieselten Rohren dickere Filme als bei der ebenen Platte einstellen. Andererseits sind die Geschwindigkeiten an der Filmoberfläche bei gleicher Filmdicke beim außen berieselten Zylinder größer bzw. beim innen berieselten Rohr geringer als bei der ebenen Platte.

Der Fall eines glatten laminaren Films an einer gekrümmten Fläche tritt in der Realität jedoch nicht auf, weil die Oberflächenspannung einer realen Flüssigkeit zu einer Instabilität und zur Ausbildung von Flüssigkeitsperlen auch bei geringen Filmdicken führt. Dieses Phänomen wird im nächsten Abschnitt eingehend betrachtet.

2.2.2 Rayleigh-Plateau-Instabilität

Das Bestreben von Flüssigkeiten, ihre Oberfläche zu verringern, führt dazu, dass Rieselfilme mit gekrümmter Oberfläche grundsätzlich instabil sind. Geringfügige Unregelmäßigkeiten der Filmoberfläche werden verstärkt, sofern dies eine Verringerung der Oberfläche bewirkt. Dieses Phänomen tritt auch beim Zerfall eines Flüssigkeitsstrahls in Einzeltröpfchen auf (Weber, 1931). Betrachtet man die Unregelmäßigkeiten der Oberfläche als Überlagerung von Wellen mit unterschiedlicher Wellenlänge, werden aus geometrischen Überlegungen für einen zylindrischen Film mit dem initialen Radius $R_{f,0}$ alle Störungen mit einer Wellenlänge $\lambda > 2\pi R_{f,0}$ verstärkt. Hingegen werden Störungen mit $\lambda < 2\pi R_{f,0}$ gedämpft, weil diese eine Vergrößerung der Oberfläche hervorrufen. Ausgedrückt als bezogene Wellenzahl

$$x = 2\pi R_{f,0}/\lambda \quad (2.40)$$

bedeutet dies, dass Störungen für $x < 1$ verstärkt und für $x > 1$ gedämpft werden.

Maximal
verstärkte
Wellenlänge

Betrachtet man einen endlich ausgedehnten Flüssigkeitszylinder, sollte dieser nach obiger Betrachtung in einer einzigen Kugel zusammenfließen, weil diese die geringste Oberfläche für das gegebene Flüssigkeitsvolumen aufweist. Dies würde bedeuten, dass die längste vorherrschende Wellenlänge am meisten verstärkt wird und über die anderen Wellenlängen dominiert. Aufgrund der Trägheit der Flüssigkeit, die in Richtung des Zentrums der Perlen beschleunigt werden muss, und der Aufwachs geschwindigkeit der Instabilität wird jedoch eine kürzere Wellenlänge dominant. So zerfällt der Zylinder in mehrere kleinere Volumina, die sich aus dieser bevorzugten Wellenlänge ergeben. Dieses Phänomen wurde zuerst von Rayleigh (1878) mathematisch beschrieben. Demnach ist die am meisten verstärkte Wellenlänge bei einem Flüssigkeitszylinder mit dem initialen Radius $R_{f,0}$ und verschwindender Viskosität:

$$\lambda_R \approx 9R_{f,0}, \quad x_R = 0,697. \quad (2.41)$$

Einfluss der
Viskosität

Bei diesem Prozess wirken den Oberflächenkräften die Trägheitskräfte und die Rei-

lungskräfte entgegen. Ist die Viskosität der Flüssigkeit hoch, wird das Aufwachsen der Störung verlangsamt, so dass der Einfluss der Trägheitskräfte gegenüber den Reibungskräften geringer wird. In diesem Fall verschiebt sich die am meisten verstärkte Störung zu größeren Wellenlängen. Die kritische bezogene Wellenzahl für höherviskose Fluide ist gemäß [Weber \(1931\)](#) (s. auch [Eggers \(1997\)](#))

$$x_R^2 = \frac{1}{2 + \sqrt{18} Oh_f} \quad \text{mit} \quad Oh_f = \frac{\sqrt{We_f}}{Re_f} = \sqrt{\frac{\nu_f^2 \rho_f}{\sigma_f R_{f,0}}}, \quad (2.42)$$

welche mit zunehmender Viskosität kleiner wird. [Tomotika \(1935\)](#) untersuchte den Fall eines viskosen Flüssigkeitszylinders in einer umgebenden viskosen Flüssigkeit und konnte zeigen, dass die Wellenlänge der maximalen Instabilität vom Verhältnis der Viskositäten abhängt.

[Goren \(1962\)](#) stellte ein theoretisches Modell für einen Flüssigkeitsfilm an einem zylindrischen Draht und in einem Rohr auf. Es wurde der Einfluss des Verhältnisses von Drahtradius und Filmradius R_D/R_f gezeigt und mit experimentellen Ergebnissen von hochviskosen Flüssigkeitsfilmen (Honig) an einem Draht verglichen. Die beobachteten maximal verstärkten Wellenlängen stimmten mit den theoretischen Vorhersagen überein. Mit abnehmendem R_D/R_f werden längere resultierende Wellenlängen beobachtet. Der Einfluss des Drahts zeigt sich im Vergleich mit der Theorie von [Weber \(1931\)](#) dadurch, dass für einen Flüssigkeitszylinder gleicher Viskosität und gleichen Durchmessers ohne inneren Draht deutlich größere resultierende Wellenlängen vorhergesagt werden. [Quéré et al. \(1990\)](#) untersuchten Flüssigkeitsfilme an Drähten und zeigten, dass sehr dünne Filme durch Van-der-Waals-Kräfte oder elektrostatische Kräfte stabilisiert werden können. Darüber hinaus kann das Wachstum der Störungen durch die Strömung entlang des Drahts verhindert werden, was durch das Geschwindigkeitsprofil im Film verursacht wird. Aufgrund der Haftbedingung an der Drahtoberfläche werden die Wellenberge schneller transportiert als die Wellentäler. Der dadurch entstehenden Deformation der Wellen (Perlen) stehen die Oberflächenspannungskräfte entgegen, wodurch eine Stabilisierung des Films eintreten kann.

Film am zyl.
Draht

Die komplexen Phänomene bei der Filmströmung von dünnen Filmen an senkrechten, zylindrischen Drähten wurden von einigen Autoren theoretisch behandelt ([Tallmadge, 1969](#); [Lin und Liu, 1975](#); [Trifonov, 1992](#); [Frenkel, 1992](#); [Kalliadasis und Chang, 1994](#); [Chang und Demekhin, 1999](#)). [Kliakhandler et al. \(2001\)](#) konnten in Experimenten mit größeren Filmdicken ($R_f > 2R_D$) unterschiedliche Strömungsregime feststellen. Bei hohen Flüssigkeitsbelastungen war eine unregelmäßige Abfolge von Perlen unterschiedlicher Größe und Geschwindigkeit erkennbar, bei mittleren Flüssigkeitsbelastungen hingegen entstanden Perlen gleicher Größe, die in engem Abstand zueinander gleichmäßig herabließen. Bei niedrigen Flüssigkeitsbelastungen war wie-

Filmströmung
an senkrechten
zyl. Drähten

derum eine unregelmäßige Abfolge von einigen sehr großen Perlen feststellbar, welche mit hoher Geschwindigkeit über kleine langsame Perlen liefen. Numerische Simulationen mit einem eigenen Modell konnten die Strömungsregime teilweise nachbilden. Craster und Matar (2006) führten numerische Simulationen mit einem modifizierten Modell von Kliakhandler et al. (2001) sowie eigene Experimente durch und stellten eine gute Übereinstimmung der Simulationen mit den eigenen experimentellen Ergebnissen und denen von Kliakhandler et al. (2001) fest.

Duprat et al. (2007) zeichnen eine Zustandskarte (Abb. 2.4) der Filmströmung an zylindrischen Oberflächen. Dabei wurde die auf den Drahradius bezogene Nußelt-sche Filmstärke $\alpha_N = \delta_f/R_D$ nach Gl. (2.38) über dem Verhältnis von Drahradius und Kapillarlänge R_D/l_C aufgetragen. Durch die theoretische Betrachtung der Zeitskalen des Aufwachsens und des Transports der Perlen konnten Bereiche identifiziert werden, die durch stoffspezifische Grenzkurven von einander getrennt sind. Nach dieser Betrachtung wachsen die Perlen im Bereich der absoluten Instabilität (AI) bei niedrigen Flüssigkeitsbelastungen schneller auf als sie transportiert werden, dies wird mit regelmäßiger Perlenfolge in Verbindung gebracht. Bei höheren Flüssigkeitsbelastungen werden die Perlen hingegen schneller transportiert als sie aufwachsen, dieser Zustand wird als konvektive Instabilität (CI) bezeichnet. Für diesen Bereich wird ein Strömungsregime mit unregelmäßiger Perlenfolge vorhergesagt, wobei das Aufwachsen der Perlen von Störungen am Zufluss angeregt wird.

Die experimentellen Werte zeigen, dass bei einer Steigerung der Umfangsbelastung ein Übergang von regelmäßiger zu unregelmäßiger Perlenfolge erfolgt. Dieser Übergang stimmt für verschiedene Drahradien gut mit der berechneten Grenzkurve für Silikonöl (Kurve 1) überein. Für Wasser ergibt sich aufgrund der unterschiedlichen Stoffwerte eine andere Grenzkurve (Kurve 2).

In einer weiteren Veröffentlichung wurden die Auswirkungen verschiedener Anregungsfrequenzen auf die Ausbildung der Perlenstruktur untersucht (Duprat et al., 2009a). Wird der Film mit einer geringeren Frequenz angeregt als jene, die entsprechend der maximal verstärkten Wellenlänge auftritt, kommt es im örtlichen Verlauf zu mehreren Koaleszenzvorgängen. Numerische Simulationen zeigten eine sehr gute Übereinstimmung der örtlichen Filmprofile mit denen optischer Messungen und es konnten Stromlinien im Film visualisiert werden. Für größere Perlen lassen sich Zirkulationszonen erkennen, was bedeutet, dass ein gewisses Flüssigkeitsvolumen mit der Perle über den Basisfilm hinweg transportiert wird. In einem bestimmten Parameterbereich lassen sich jedoch durchgehende Stromlinien ohne Zirkulationszonen erkennen. Dies bedeutet, dass der Basisfilm vollständig von der Perle aufgenommen und wieder abgegeben wird und somit kein Flüssigkeitsvolumen in der Perle eingeschlossen wird.

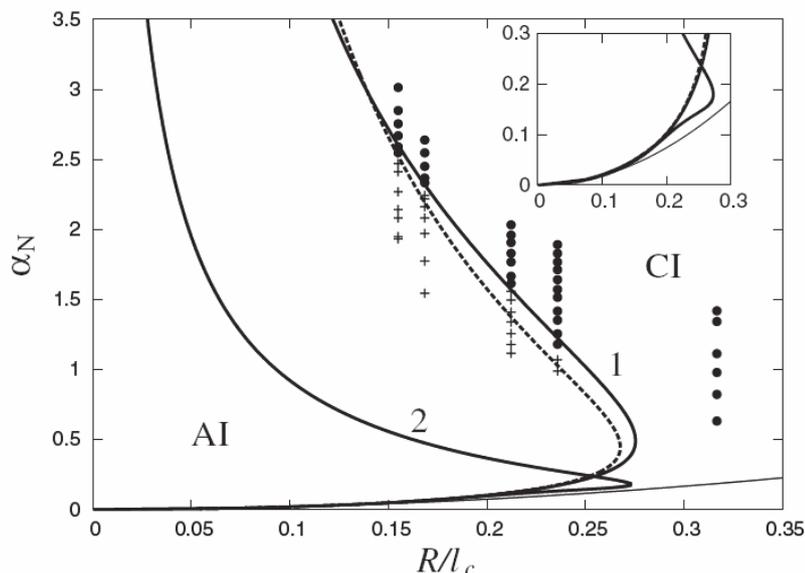


Abb. 2.4: Zustandskarte nach Duprat et al. (2007) mit Bereichen für absolute (AI) und konvektive (CI) Instabilität der Filmströmung. Experimentelle Daten für Silikonöl: (Kreuze): Regelmäßige Perlenfolge; (Punkte): Unregelmäßige Perlenfolge. Grenzkurven: (1): Silikonöl; (2): Wasser; Durchgezogene Linien: Numerische Lösungen, Gestrichelte Linie: Analytische Lösung.

2.2.3 Stofftransport

In der Arbeit von Grabbert (1974) wurde der flüssigkeitsseitige Stofftransport mit dem Stoffsystem Wasser/ CO_2 an Stäben unterschiedlichen Durchmessers ($d_D = 1; 2,5$ und 5 mm) untersucht. Es konnte gezeigt werden, dass sich der Stofftransport mit abnehmendem Radius erhöht. Waren die Ergebnisse für den Stab mit 5 mm Durchmesser vergleichbar mit denen ebener Filme, ergab sich für den Stab mit 1 mm eine Erhöhung der Sherwood-Zahl in einem Bereich $Re_f > 140$ gegenüber dem ebenen Film um bis zu 100% . Weitere Untersuchungen an Einzeldrähten wurden im Hinblick auf eine Drahtbündelpackung vorgenommen und werden in Abschnitt 2.4 vorgestellt.

Bei den bisherigen Untersuchungen zur Filmströmung an senkrechten Drähten wurde der Einfluss der Gasströmung auf die Fluidodynamik und den Stofftransport bei höheren Gasbelastungen nicht betrachtet. Daher wird diesem Aspekt in der vorliegenden Arbeit besondere Beachtung geschenkt.

2.3 Packungskolonnen

Packungskolonnen werden neben Bodenkolonnen in der Verfahrenstechnik für den Stoffübergang durch direkten Kontakt der Phasen bei der Rektifikation, der Absorption und Extraktion sowie zur Wärmeübertragung zwischen Flüssigkeiten und Gasen eingesetzt. Die Flüssigkeit wird in der Kolonne auf eine Packung (z. B. eine regellose Schüttung von Füllkörpern oder regelmäßige Packungen) verteilt und rieselt an deren Oberfläche als Film herab. Die Gasphase oder eine zweite flüssige Phase geringerer Dichte wird in den meisten Fällen im Gegenstrom geführt, weil dadurch mehrere Trennstufen in der Kolonne realisiert werden können. [Abb. 2.5a und b](#) zeigen den typischen Aufbau einer Packungskolonne mit Füllkörpern bzw. mit strukturierten Packungselementen. Neben der Packung sind verschiedene nicht trennwirksame Einbauten vorgesehen (s. [Sattler \(2001\)](#); [Billet \(1995\)](#)). Am Kopf der Kolonne ist meist ein Tropfenabscheider vorgesehen, um feine von der Gasströmung mitgerissene Tröpfchen abzuscheiden. Die Flüssigkeit wird mit einem Flüssigkeitsverteiler oberhalb der Packung verrieselt. Dieser hat die Aufgabe, die Flüssigkeit gleichmäßig zu verteilen und dabei einen möglichst geringen Druckverlust für die Gasströmung zu verursachen. Die Packung selbst wird von einem Niederhalterost und einem Tragrost in der Kolonne fixiert. Ist eine Wiederverteilung der Flüssigkeit aufgrund ungleichmäßiger Verteilung in der Packung erforderlich, wird diese mit einem Flüssigkeitssammler aufgefangen und erneut verteilt. Ein weiterer Grund für die Wiederverteilung kann auch eine seitliche Flüssigkeitszugabe bzw. das Sammeln der Flüssigkeit zum Abzweigen eines Flüssigkeitsteilstromes sein.

Klassische Füllkörper sind z. B. Raschigringe oder Pallringe, die aus verschiedenen Materialien hergestellt werden. Einen Überblick über verschiedene Füllkörperformen gibt [Maćkowiak \(2003\)](#). Die große Anzahl verschiedener Geometrien und Materialien ergibt sich aus dem Streben nach einer hohen Trennleistung bei möglichst geringem Druckverlust und geringen Investitionskosten. Bei der Wahl des Materials sind insbesondere die Stoffeigenschaften der Flüssigkeit von Bedeutung (Benetzbarkeit, Korrosionsbeständigkeit).

Strukturierte Packungen

Strukturierte Packungen wurden in den 1960er Jahren entwickelt, um viele Trennstufen (> 400) in einer Kolonne zu realisieren ([Sperandio et al., 1965](#)). Die erste strukturierte Packung bestand aus gewellten Drahtgewebelagen, die verschränkt angeordnet wurden. Durch diese Anordnung ergeben sich gewundene Strömungskanäle ohne Totzonen für die Gasphase. Nach diesem Prinzip sind auch noch heute die meisten strukturierten Packungen aufgebaut, wobei kostengünstigere Bleche mit feinstrukturierter Oberfläche verwendet werden ([Meier et al., 1979](#)). Diese strukturierten Packungen zeichnen sich durch eine hohe Trennleistung bei moderatem spezifischen Druckverlust aus. Durch Veränderungen der Profilgeometrie lassen sich unterschiedlich große spezifische Packungsoberflächen erreichen. Mit zunehmendem

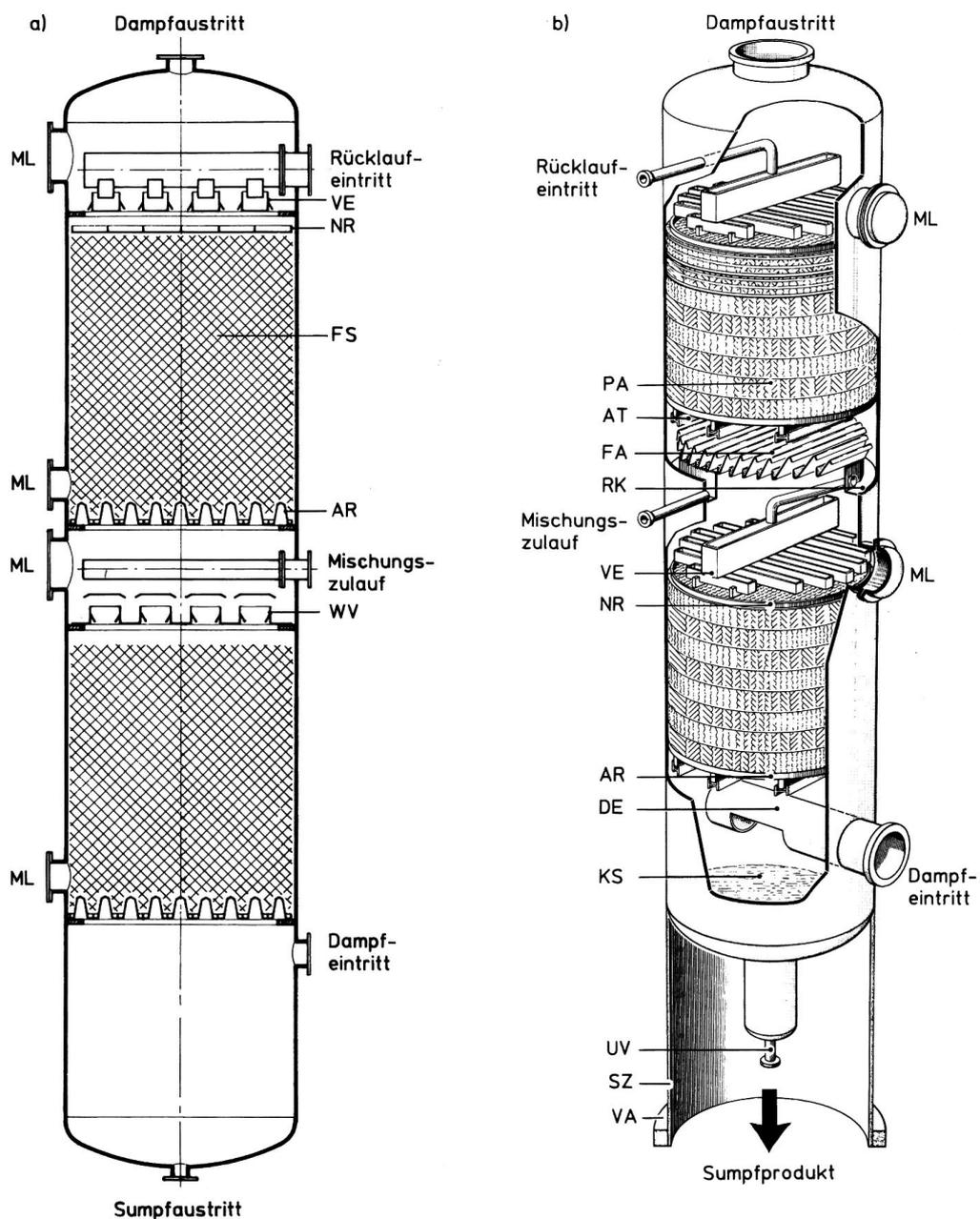


Abb. 2.5: Aufbau von Packungskolonnen. a) Füllkörperkolonne, b) Kolonne mit strukturierten Packungen. VE Flüssigkeitsverteiler, NR Niederhalterost, FS Füllkörperschüttung, AR Tragrost, WV Wiederverteiler mit Füllkörperrückhaltesperren, PA Packungselemente, AT Auflageträger, FA Flüssigkeitssammler, RK Ringkanal, DE Dampfeintrittsrohr, KS Kolonnensumpf, UV Umwälzleitung zum Verdampfer, SZ Standzarge, VA Verankerung, ML Personenloch (aus [Sattler \(2001\)](#)).

Verschräkungswinkel der Packungslagen gegenüber der Horizontalen lässt sich der spezifische Druckverlust auf Kosten der Trennleistung verringern. Bei modernen Hochleistungspackungen wird der Verschräkungswinkel im Bereich des Übergangs zum nächsten Packungssegment auf 90° erhöht, um einen abrupten Richtungswechsel der Gasströmung zu vermeiden. Dadurch sinkt der spezifische Druckverlust und die Belastungsgrenzen steigen. Zudem sind manche Packungsbleche perforiert, um die beidseitige Benetzung der Bleche zu verbessern.

Parallel zur Entwicklung der strukturierten Packung wurden die Füllkörper weiterentwickelt (z. B. Mc-Pac (Maćkowiak, 2001), Raschig-Super-Ring, Ralu-Flow (Schultes, 1998)). Diese Hochleistungsfüllkörper haben stark durchbrochene Wandungen mit gitterartiger Struktur und weisen deshalb einen deutlich geringeren spezifischen Druckverlust als klassische Füllkörper auf. Obwohl strukturierte Packungen eine immer weitere Verbreitung finden, können sich bei einer wirtschaftlichen Betrachtung Fälle ergeben, bei denen die Hochleistungsfüllkörper strukturierten Packungen gleichwertig oder sogar überlegen sind (Schultes, 1998).

2.3.1 Eigenschaften der trockenen Packung

Spez. Packungs-
oberfläche Eine wichtige Kenngröße einer Packung ist die spezifische Packungsoberfläche, welche die Packungsoberfläche auf das gesamte Packungsvolumen bezieht:

$$a_P = \frac{A_P}{V_{P,\text{ges}}}. \quad (2.43)$$

Lückengrad Eine weitere grundlegende Kenngröße ist der Lückengrad, welcher das freie Volumen bezogen auf das gesamte Packungsvolumen darstellt:

$$\varepsilon_P = \frac{V_{P,\text{ges}} - V_P}{V_{P,\text{ges}}}. \quad (2.44)$$

Aus Gl. (2.43) und Gl. (2.44) ergibt sich

$$a_P = \left(\frac{A_P}{V_P} \right) (1 - \varepsilon_P). \quad (2.45)$$

Ausnutzung
Packungs-
material Der Ausdruck A_P/V_P kann als Grad der Ausnutzung des Packungsmaterials zur Bereitstellung der Oberfläche betrachtet werden. Für eine strukturierte Packung, die aus dünnen Blechen mit der Stärke d_{P1} besteht, ergibt sich bei Vernachlässigung der Randflächen:

$$\left(\frac{A_P}{V_P} \right)_{P1} = 2/d_{P1}. \quad (2.46)$$

Für eine Packung aus zylindrischen Elementen mit dem Durchmesser d_{Zyl} (wie auch für eine Drahtbündelpackung) ergibt sich ohne Stirnflächen:

$$\left(\frac{A_P}{V_P}\right)_{Zyl} = 4/d_{Zyl}. \quad (2.47)$$

Entsprechend gilt für kugelförmige Elemente

$$\left(\frac{A_P}{V_P}\right)_{Kug} = 6/d_{Kug}. \quad (2.48)$$

Dies bedeutet, dass bei einer geringeren Dicke bzw. kleinerem Durchmesser eine bessere Ausnutzung des Materialvolumens erreicht wird. Für Füllkörper, die keine Kugelgestalt haben, lässt sich mit Gl. (2.48) ein äquivalenter Partikeldurchmesser berechnen.

Zur Beschreibung des Druckverlustes eignet sich das Modell der Kanalströmung, welches allgemein bei Partikelschüttungen Anwendung findet. Dabei wird die Packung als poröser Körper beschrieben, der von vielen vertikalen Kanälen durchzogen ist, deren Durchmesser sich aus den Abmessungen der Füllkörper ergibt. Es wird dabei vereinfachend von zylindrischen Kanälen gleichen Durchmessers $d_{h,P}$ ausgegangen, welche geradlinig, parallel angeordnet sind und deren Länge der Höhe der Packung entspricht:

Druckverlust

$$d_{h,P} = 4 \frac{\varepsilon_P}{a_P} = 4 \frac{\varepsilon_P}{1 - \varepsilon_P} \left(\frac{V_P}{A_P}\right). \quad (2.49)$$

Dann lässt sich der Druckverlust der trockenen Packung mit der Beziehung für durchströmte Rohre berechnen als:

$$\left(\frac{\Delta p}{H_P}\right)_P = \zeta \frac{\rho_g \bar{w}_g^2}{2} \frac{1}{d_{h,P}}. \quad (2.50)$$

Da die Kanäle in der Realität gewunden sind und daher längere Strömungswege als der idealisierte Kanal aufweisen und sich zudem zahlreiche Querschnitts- und Richtungsänderungen ergeben, ist der tatsächliche Druckverlust größer. Dieser Umstand wird berücksichtigt, indem die Erhöhung rechnerisch dem Widerstandsbeiwert ζ zugerechnet wird. Der Widerstandsbeiwert hängt von der Reynoldszahl der Gasphase ab und ist für zahlreiche Füllkörper und Packungen experimentell bestimmt worden (Maćkowiak, 2003). Die charakteristische Reynoldszahl für Packungen ist allgemein definiert als:

$$Re_g = \frac{\bar{w}_g d_{h,P}}{\nu_g}. \quad (2.51)$$

Die effektive Gasgeschwindigkeit in den Kanälen errechnet sich aus der Leerrohrgeschwindigkeit des Gases und dem Lückengrad:

$$\bar{w}_g = \frac{v_g}{\varepsilon_P}. \quad (2.52)$$

Eine gebräuchliche Definition der Reynoldszahl für Partikelschüttungen, welche die Leerrohrgeschwindigkeit und den äquivalenten Partikeldurchmesser d_{Kug} beinhaltet, ergibt sich aus der obigen Definition Gl. (2.51) (unter Vernachlässigung des konstanten Faktors 3/4) mit den Gl. (2.49), Gl. (2.48) und Gl. (2.52) zu

$$Re_{g,d_{Kug}} = \frac{v_g d_{Kug}}{\nu_g} \frac{1}{1 - \varepsilon_P}. \quad (2.53)$$

2.3.2 Eigenschaften der berieselten Packung

Flüssigkeits-
inhalt

Die Flüssigkeit strömt an der Oberfläche der Packungselemente als Film herab, wobei bei modernen Gitterfüllkörpern ein beträchtlicher Anteil der Flüssigkeit aufgrund zahlreicher Abtropfkanten in Form von Tropfen vorliegen kann (Maćkowiak, 2008). Der gesamte Flüssigkeitsinhalt während des stationären Betriebs hängt von der Flüssigkeits- und Gasbelastung ab und lässt sich in einen dynamischen und statischen Anteil aufteilen. Der statische Anteil ist jenes Flüssigkeitsvolumen, welches sich in Zwickeln und Totzonen der Packung befindet und nur einen eingeschränkten Austausch mit dem herabrieselnden dynamischen Anteil hat. Mit zunehmender Flüssigkeitsbelastung nimmt der statische Anteil ab, weil eine intensivere Durchmischung der Flüssigkeit in der Packung erfolgt. Beim Abschalten der Flüssigkeitszufuhr verschwindet der dynamische Anteil und der statische Anteil geht in den Haftinhalt über, welcher neben den Stoffeigenschaften der Flüssigkeit auch von der Benetzbarkeit und der Geometrie der Packung abhängt. Die Flüssigkeitsbelastung wird angegeben als Flüssigkeitsvolumenstrom bezogen auf die Querschnittsfläche der Packung:

$$v_{f,P} = \dot{V}_f / A_{q,P}. \quad (2.54)$$

Man kann die Flüssigkeitsbelastung der Packung aus der Umfangsbelastung mit der spezifischen Packungsoberfläche berechnen:

$$v_{f,P} = a_P B_f. \quad (2.55)$$

Anstatt der Gasleerrohrgeschwindigkeit wird oft der F-Faktor für die Beschreibung der Gasbelastung verwendet:

$$F_P = v_g \sqrt{\rho_g}. \quad (2.56)$$

Der Flüssigkeitsinhalt wird über die Flüssigkeitsfüllzahl angegeben, welche das Flüssigkeitsvolumen auf das in der trockenen Packung vorhandene Porenvolumen bezieht:

$$h_f = \frac{V_f}{V_{P,ges} - V_P} = \frac{V_f}{\varepsilon_P V_{P,ges}} \tag{2.57}$$

Abb. 2.6 zeigt den Verlauf der Flüssigkeitsfüllzahl einer Füllkörperschüttung in Abhängigkeit von der Gasbelastung für unterschiedliche Flüssigkeitsbelastungen. Es ist offensichtlich, dass der Flüssigkeitsinhalt mit zunehmender Flüssigkeitsbelastung ansteigt, was sich durch eine größere Filmdicke erklären lässt. Die Erhöhung der Gasbelastung hat bei niedrigen Gasbelastungen keinen Einfluss auf den Flüssigkeitsinhalt. In diesem Bereich lässt sich der Flüssigkeitsinhalt nach Billet und Schultes (1993a) über die Flüssigkeitsfüllzahl

$$h_{f,P} = \left(12 \frac{Fr_f}{Re_f}\right)^{1/3} \left(\frac{a_{f,P}}{a_P}\right)^{2/3} \tag{2.58}$$

mit der Froudezahl $Fr_f = v_f^2 a_P / g$ und $Re_f = v_f / (\nu_f a_P)$ berechnen. Ab einer bestimmten Gasbelastung ist jedoch eine Zunahme des Flüssigkeitsinhalts zu beobachten. Diese Gasbelastung kennzeichnet die Staugrenze, oberhalb derer ein Aufstauen der Flüssigkeit aufgrund der von der Gasphase ausgeübten Schubspannungen an der Flüssigkeitsoberfläche auftritt. Die Flutgrenze ist bei jener Gasbelastung erreicht, bei der die Flüssigkeit nicht mehr abfließt und die Kolonne vollständig geflutet wird. Sie ist durch einen sehr steilen Anstieg des Flüssigkeitsinhalts gekennzeichnet. In

Belastungs-
grenzen

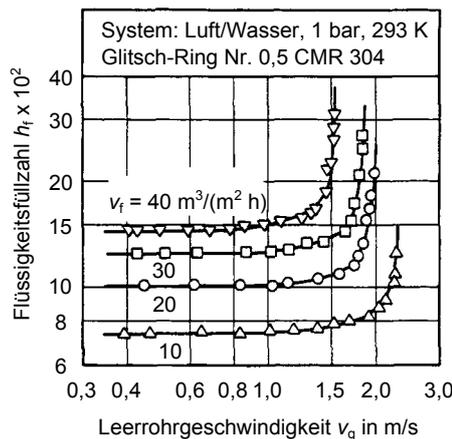


Abb. 2.6: Flüssigkeitsfüllzahl einer Füllkörperschüttung in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeitsbelastungen (aus (Billet und Schultes, 1993a)).

diesem Zustand ist die Kolonne nicht mehr betreibbar. Um wieder einen stabilen Betriebspunkt zu erreichen, muss die Gas- und Flüssigkeitszufuhr zunächst abgeschaltet werden, damit die Flüssigkeit in der Packung ablaufen kann. Ein Betrieb oberhalb der Staugrenze ist jedoch zulässig und auch erwünscht, weil in diesem Bereich eine intensive Interaktion von Gas- und Flüssigphase auftritt, was die Trennleistung der Kolonne verbessert.

Eine weitere Belastungsgrenze ist die minimale Flüssigkeitsbelastung, bei der die Packung nicht mehr vollständig benetzt wird bzw. der statische Flüssigkeitsanteil zunimmt, so dass die effektive Filmoberfläche und damit die Trennleistung abnimmt. Diese untere Belastungsgrenze hängt neben der Geometrie und dem Material der Packung stark von dem eingesetzten Stoffsystem ab. Bei Flüssigkeiten mit höheren Viskositäten und hohen Oberflächenspannungen sind größere Flüssigkeitsbelastungen zur ausreichenden Benetzung der Packung notwendig.

Druckverlust

Abb. 2.7 zeigt den spezifischen Druckverlust einer Füllkörperschüttung in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeitsbelastungen. Der spezifische Druckverlust der berieselten Packung ist höher als im trockenen Zustand, weil sich einerseits geringere freie Querschnitte für die Gasströmung ergeben, andererseits hat dies auch zur Folge, dass sich bei gleicher Gasleerrohrgeschwindigkeit höhere effektive Gasgeschwindigkeiten in den Kanälen einstellen. Der hydraulische Durchmesser der Kanäle in der berieselten Packung ist demzufolge

$$d_{h,P,f} = 4 \frac{\varepsilon_P(1 - h_f)}{a_{f,P}}. \quad (2.59)$$

Während die Kurven für verschiedene Flüssigkeitsbelastungen unterhalb der Staugrenze die gleiche Steigung aufweisen wie die der trockenen Packung, zeigt der Druckverlust oberhalb der Staugrenze eine zunehmende Steigung. Dies wird durch die zusätzliche Verengung der freien Querschnitte für die Gasströmung durch das Aufstauen der Flüssigkeit sowie den zunehmenden Impulsaustausch zwischen den Phasen verursacht. An der Flutgrenze steigt der Druckverlust aufgrund des vollständigen Aufstauens der Flüssigkeit sehr stark an.

Zur Bestimmung des Druckverlusts der berieselten Packung wird nach Maćkowiak (2003) von der trockenen Packung ausgegangen und die Erhöhung des Druckverlusts durch die Berieselung mit einem Quotienten $\Delta p_f / \Delta p$ berücksichtigt:

$$\left(\frac{\Delta p}{H_P} \right)_{P,f} = \left(\frac{\Delta p}{H_P} \right)_P \frac{\Delta p_f}{\Delta p}. \quad (2.60)$$

Zur Berechnung des Quotienten $\Delta p_f / \Delta p$ muss neben der Veränderung des hydraulischen Durchmessers auch die Erhöhung der effektiven Gasgeschwindigkeit berücksichtig-

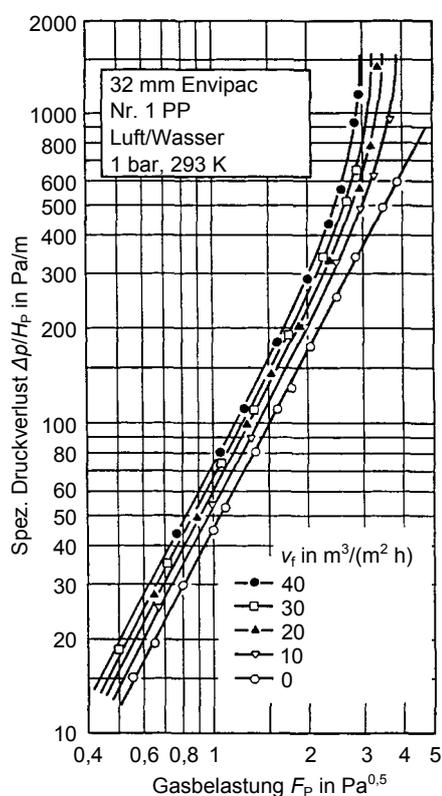


Abb. 2.7: Spezifischer Druckverlust einer Füllkörperschüttung in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeitsbelastungen (aus (Billet und Schultes, 1991)).

sichtigt werden. Nach Buchanan (1969) ergibt sich

$$\bar{w}_{g,f} = \bar{w}_g \frac{d_{h,P}^2}{(d_{h,P} - 2\delta_f)^2}. \quad (2.61)$$

Dieser Ausdruck gilt nur für Kanäle mit geschlossenen Wandungen (s. Abschnitt 3.7.2). Der Quotient ergibt sich mit Gl. (2.50) zu

$$\frac{\Delta p_f}{\Delta p} = \frac{\zeta_f \bar{w}_{g,f}^2}{\zeta \bar{w}_g^2} \frac{d_{h,P}}{d_{h,P} - 2\delta_f}. \quad (2.62)$$

Dies führt mit Gl. (2.61) zu

$$\frac{\Delta p_f}{\Delta p} = \frac{\zeta_f}{\zeta} \left(\frac{d_{h,P}}{d_{h,P} - 2\delta_f} \right)^5. \quad (2.63)$$

In dieser Arbeit wird für die Drahtbündelpackung jedoch ein Modell verwendet, welches auch für offenwandige Kanäle geeignet ist und in [Abschnitt 3.7.2](#) vorgestellt wird.

Während für Füllkörperpackungen aufgrund der unregelmäßigen, komplexen Geometrie meist empirische Korrelationen zur Beschreibung der Fluidodynamik verwendet werden (z. B. [Billet und Schultes \(1993a\)](#)), ist es bei strukturierten Packungen möglich, Modelle zur Beschreibung der Packungsgeometrie anzugeben. So wird von [Bravo et al. \(1985\)](#) die effektive Gasgeschwindigkeit in den Kanälen mit dem Verschränkungswinkel der Packungslagen in Beziehung gebracht. Dieses Modell wurde von [Rocha et al. \(1993\)](#) sowie [Olujic et al. \(1999\)](#) weiter verbessert und ermöglicht die Vorhersage des Flüssigkeitsinhalts, des Druckverlusts und der Flutgrenzen in strukturierten Packungen.

Modell von
[Rocha et al.
\(1993\)](#)

Im Folgenden wird das Modell von [Rocha et al. \(1993\)](#) näher vorgestellt, weil es vielfache Verwendung findet und daher in dieser Arbeit zum Vergleich mit den gewonnenen Ergebnissen herangezogen wird. In der Modellvorstellung durchziehen die Packung Kanäle, die aufgrund der Verschränkung der Packungslagen geneigt zur Vertikalen verlaufen. Daher ergeben sich für die effektive Gas- und Flüssigkeitsgeschwindigkeit:

$$\bar{w}_{g,\text{eff}} = \frac{v_g}{\varepsilon_P(1 - h_f) \sin \theta}, \quad \bar{w}_{f,\text{eff}} = \frac{v_f}{\varepsilon_P h_f \sin \theta}. \quad (2.64)$$

Es wird hier eine effektive Erdbeschleunigung g_{eff} eingeführt, welche die scheinbare Schwerkraft beschreibt, die durch in entgegengesetzter Richtung wirkende Kräfte vermindert wird. Dazu zählen die Auftriebskraft sowie die durch die Schubspannungen an der Filmoberfläche und den Druckunterschied über der Packungshöhe hervorgerufenen Kräfte:

$$g_{\text{eff}} = g \left[\frac{\rho_f - \rho_g}{\rho_f} \right] \left[1 - \left(\frac{\Delta p / H_P}{(\Delta p / H_P)_{\text{flut}}} \right) \right]. \quad (2.65)$$

Im Falle des Flutens ist $g_{\text{eff}} = 0$. Experimentelle Untersuchungen haben gezeigt, dass der spezifische Druckverlust an der Flutgrenze nur geringfügig abhängig von der Flüssigkeitsbelastung und der Packungsgeometrie ist ([Rocha et al., 1993](#)). Vereinfachend wird ein Wert von

$$\left(\frac{\Delta p}{H_P} \right)_{\text{flut}} = 1025 \text{ Pa/m} \quad (2.66)$$

angenommen. Der Flüssigkeitsinhalt wird beschrieben als:

$$h_f = \left(4 \frac{f_{\text{ges}}}{S}\right)^{2/3} \left(\frac{3\eta_f v_f}{\rho_f (\sin \theta) \varepsilon_P g_{\text{eff}}}\right)^{1/3}. \quad (2.67)$$

Dabei wird das Benetzungsverhalten mit einem Faktor berücksichtigt, der aus Beziehungen von [Shi und Mersmann \(1985\)](#) hergeleitet wurde:

$$f_{\text{ges}} = 29,12 (We Fr)_f^{0,15} \frac{S^{0,359}}{Re_f^{0,2} \varepsilon_P^{0,6} (1 - 0,93 \cos \alpha) (\sin \theta)^{0,3}}. \quad (2.68)$$

Dabei ist

$$\cos \alpha = 0,9 \quad \text{für} \quad \sigma_f < 0,055 \text{ N/m}, \quad (2.69)$$

bzw.

$$\cos \alpha = 5,211 \cdot 10^{-16,835\sigma_f} \quad \text{für} \quad \sigma_f > 0,055 \text{ N/m}. \quad (2.70)$$

Der Druckverlust der berieselten Packung wird in Anlehnung an [Buchanan \(1969\)](#) berechnet als

$$\left(\frac{\Delta p}{H_P}\right)_{P,f} = \left(\frac{\Delta p}{H_P}\right)_P \left[\frac{1}{1 - K_2 h_f}\right]^5 \quad (2.71)$$

mit

$$K_2 = 0,614 + 71,35S \quad \text{mit} \quad S \text{ in m}. \quad (2.72)$$

Der trockene Druckverlust wird mit einer Gleichung für die Strömung in Rohren ermittelt:

$$\left(\frac{\Delta p}{H_P}\right)_P = \frac{\zeta \rho_g \bar{w}_{g,\text{eff}}^2}{S} \quad \text{mit} \quad \bar{w}_{g,\text{eff}} = \frac{v_g}{\varepsilon_P \sin \theta}. \quad (2.73)$$

Der Widerstandsbeiwert wird berechnet über

$$\zeta = 0,177 + 88,774 / Re_g. \quad (2.74)$$

Somit ergibt sich aus [Gl. \(2.73\)](#) und [Gl. \(2.74\)](#):

$$\left(\frac{\Delta p}{H_P}\right)_P = \frac{0,177 \rho_g}{S \varepsilon_P^2 (\sin \theta)^2} v_g^2 + \frac{88,774 \nu_g \rho_g}{S^2 \varepsilon_P (\sin \theta)} v_g. \quad (2.75)$$

2.3.3 Stoffübergang

Um eine geforderte Produktreinheit zu erhalten, muss eine bestimmte Anzahl an Trennstufen realisiert werden. Je besser die Trennleistung einer Packung ist, desto mehr Trennstufen werden bei einer bestimmten Packungshöhe erreicht. Die Effizienz ergibt sich aus der effektiven Filmoberfläche in der Packung sowie aus den Stoffübergangskoeffizienten in der Gas- und Flüssigphase. Zur Ermittlung dieser Größen können im Prinzip die Modelle für Rieselfilme angewendet werden. Allerdings muss dabei die effektive Geschwindigkeit der Phasen berücksichtigt werden. Aufgrund der komplexen Geometrien der Packungen setzt eine Beschreibung der Stofftransportvorgänge die Kenntnis der Strömungsvorgänge in der Packung voraus.

Um experimentelle Studien verschiedener Autoren vergleichbarer zu machen, wurden für die Destillation von [Onken und Arlt \(1990\)](#) und für die Absorption von [Hoffmann et al. \(2007\)](#) Standardtestsysteme und -methoden vorgeschlagen. [Wang et al. \(2005\)](#) geben einen umfassenden Überblick über Korrelationen verschiedener Autoren zum Stofftransport in Packungen. Es wird dabei unterschieden zwischen Korrelationen für regellose Füllkörperschüttungen und strukturierte Packungen. Dabei werden Beziehungen für die gas- und flüssigkeitsseitigen Stoffübergangskoeffizienten sowie für die effektive Filmoberfläche angegeben. Zur Berechnung der gaseitigen Stoffübergangskoeffizienten wurden von den meisten Autoren empirische Korrelationen der Form

$$Sh_g = C Re_g^m Sc_g^n \quad (2.76)$$

angegeben, wobei Korrelationen für berieselte Rohre verwendet wurden (s. [Abschnitt 2.1.2](#)). Die Korrelationen für den flüssigkeitsseitigen Stoffübergang basieren jedoch bei den meisten Autoren auf der Penetrationstheorie, wobei die Kontaktzeit für den instationären Stoffübergang aus der Flüssigkeitsgeschwindigkeit und einer charakteristischen Länge der Packung bestimmt wird.

Effektive
Filmoberfläche

Die Voraussetzung zur Ermittlung der Stoffübergangskoeffizienten ist die Kenntnis der effektiven Filmoberfläche. Eine klassische Methode zu deren Bestimmung ist die Absorption mit einer schnellen chemischen Reaktion, wie z. B. beim Stoffsystem H_2O - $NaOH/CO_2$ -Luft. Durch die Überkonzentration von $NaOH$ in der Flüssigkeit ergibt sich eine Reaktion von pseudoerster Ordnung. Durch die schnelle Reaktion ($Ha > 3$) reagiert das CO_2 direkt an der Filmoberfläche, so dass kein Transportwiderstand in der flüssigen Phase vorliegt und die effektive Oberfläche direkt berechnet werden kann (s. [Last und Stichlmair \(2002\)](#); [Hoffmann et al. \(2007\)](#)). Über eine Beobachtung der Berieselung von Füllkörpern von [Shi und Mersmann \(1985\)](#) wurde die Breite eines Rinnsals in Abhängigkeit vom Kontaktwinkel α gemessen und daraus ein Zusammenhang für die effektive Filmoberfläche aufgestellt ([Mersmann und Deixler,](#)

1986). Aferka et al. (2011) untersuchten die effektive Filmoberfläche, indem sie eine Packungskolonne mit Röntgenstrahlen durchleuchteten. Durch diese Methode ist es möglich, die lokale Flüssigkeitsverteilung in der Packung sichtbar zu machen. Dabei zeigte sich, dass der Flüssigkeitsinhalt und die Filmoberfläche nicht konstant über der Höhe der Packung sind. An der Schnittstelle zwischen zwei Packungssegmenten zeigen sich deutlich niedrigere Werte als in den übrigen Bereichen. Ein Vergleich der Röntgentomographie-Methode mit der oben beschriebenen Absorptions-Methode ergab eine gute Übereinstimmung der Werte für die effektive Filmoberfläche.

Eines der ersten Modelle für Füllkörperpackungen, welches noch heute Verwendung findet, wurde von Onda et al. (1968) aufgestellt. Es wurden neben eigenen Messungen auch Daten der volumetrischen Stoffübergangskoeffizienten $\beta_g \cdot a_{f,P}$ und $\beta_f \cdot a_{f,P}$ verschiedener Autoren einbezogen. Mithilfe einer Korrelation für das Verhältnis von effektiver Filmoberfläche zur Packungsoberfläche

Stoffübergangs-
korrelationen

$$\frac{a_{f,P}}{a_P} = 1 - \exp \left[-1,45 \left(\frac{\sigma_{kr}}{\sigma_f} \right)^{0,75} Re_f^{0,1} Fr_f^{-0,05} We_f^{0,2} \right] \quad (2.77)$$

mit $Re_f = v_f / (a_P \nu_f)$, $Fr_f = v_f^2 a_P / g$, $We_f = v_f^2 \rho_f / \sigma_f a_P$ in den Grenzen $0,04 < Re_f < 500$, $1,2 \cdot 10^{-8} < We_f < 0,272$; $5 \cdot 10^{-9} < Fr_f < 1,8 \cdot 10^{-2}$, $0,3 < \sigma_{kr} / \sigma_f < 2$ erhielten sie die empirischen Korrelationen

$$\beta_f = \frac{0,0051}{(a_P d_{eq})^{-0,4}} (\nu_f g)^{1/3} \left(\frac{v_f}{a_{f,P} \nu_f} \right)^{2/3} Sc_f^{-0,5} \quad (2.78)$$

und

$$\beta_g = c \left(\frac{D_g}{a_P d_{eq}^2} \right) \left(\frac{v_g}{a_P \nu_g} \right)^{0,7} Sc_g^{1/3}. \quad (2.79)$$

Billet und Schultes (1993b) geben für die gas- und flüssigkeitsseitigen Stoffübergangskoeffizienten Beziehungen an, welche auf der Penetrationstheorie nach Higbie (1935) beruhen. Die Korrelationen gelten für Füllkörperschüttungen sowie für strukturierte Packungen. Bravo et al. (1985) stellten Beziehungen für strukturierte Drahtgewebepackungen auf, bei denen der gasseitige Stoffübergang mit einer Korrelation für berieselte Rohre berechnet wurde:

$$Sh_g = 0,0338 Re_g^{0,8} Sc_g^{0,333}. \quad (2.80)$$

Für den flüssigkeitsseitigen Stoffübergang wurde hingegen die Penetrationstheorie

herangezogen:

$$\beta_f = 2\sqrt{\frac{D_f \bar{w}_{f,\text{eff}}}{\pi S}}. \quad (2.81)$$

Wegen der guten Benetzungseigenschaften des Drahtgewebes wurde angenommen, dass die effektive Oberfläche der Packungsoberfläche entspricht. Als charakteristische Länge wurde der hydraulische Durchmesser aus den geometrischen Abmessungen der Packung bestimmt. Die effektiven Gasgeschwindigkeiten sind in diesem Modell vom Verschränkungswinkel der Gewebelagen abhängig, da die von der Packung geformten Kanäle schräg zur Senkrechten gestellt sind. Dieses Modell wurde von [Rocha et al. \(1993, 1996\)](#) für strukturierte Packungen aus Blechlagen weiterentwickelt, bei denen bei niedrigeren Flüssigkeitsbelastungen keine vollständige Benetzung stattfindet. Es wird daher eine Korrelation für die effektive Filmoberfläche nach [Shi und Mersmann \(1985\)](#) verwendet. Die Beziehungen für das Modell von [Rocha et al. \(1996\)](#) lauten:

$$\beta_g = 0,054 \frac{D_g}{S} \left[\frac{(\bar{w}_{g,\text{eff}} + \bar{w}_{f,\text{eff}})S}{\nu_g} \right]^{0,8} Sc_g^{0,33}, \quad (2.82)$$

$$\beta_f = 2\sqrt{\frac{0,9D_f \bar{w}_{f,\text{eff}}}{\pi S}}, \quad (2.83)$$

$$\frac{a_{f,P}}{a_P} = f_{SE} \frac{29,12v_f^{0,4} \nu_f^{0,2} S^{0,159}}{(1 - 0,93 \cos \theta)(\sin \alpha)^{0,3} \varepsilon^{0,6}} \left(\frac{\rho_f}{\sigma_{fg}} \right)^{0,15}. \quad (2.84)$$

Dabei werden $\bar{w}_{g,\text{eff}}$ und $\bar{w}_{f,\text{eff}}$ nach [Gl. \(2.64\)](#) berechnet. Der Faktor f_{SE} berücksichtigt die Oberflächenbeschaffenheit der Packung.

Das Modell von [Olujić et al. \(1999\)](#) greift das Modell von [Rocha et al. \(1996\)](#) auf. Als charakteristische Länge wird die Breite einer Sicke durch den hydraulischen Durchmesser ersetzt. Für den gaseitigen Stoffübergang wird eine Korrelation verwendet, die über einen laminaren und einen turbulenten Anteil verfügt. Die effektive Filmoberfläche wird mit einer empirischen Gleichung angegeben, welche auch die Perforation der Blechlagen berücksichtigt.

2.3.4 Trennleistung

Das HTU-NTU Konzept wurde von [Chilton und Colburn \(1935\)](#) für Packungskolonnen eingeführt. Dabei wird zur Bestimmung der Höhe der Packung H_P die Höhe einer Übergangseinheit HTU ermittelt und mit der für die Trennaufgabe notwendi-

gen Stufenanzahl NTU multipliziert. Eine Bilanz um ein differenzielles gaseitiges Höhenelement in einer Kolonne ergibt:

$$\dot{N}_g dy_A = k_g (y_A - y_A^*) \cdot \underbrace{a_{f,P}}_{A_{f,P}/V_P} A_q dz. \quad (2.85)$$

Durch Integration über die Kolonnenhöhe ergibt sich:

$$H_P = \underbrace{\int_{y_{A,\text{ein}}}^{y_{A,\text{aus}}} \frac{1}{y_A - y_A^*} dy_A}_{NTU_g} \cdot \underbrace{\frac{\dot{N}_g}{k_g a_{f,P} A_q}}_{HTU_g}. \quad (2.86)$$

Setzt man anstelle des Stoffdurchgangskoeffizienten k_g gemäß der Zweifilmtheorie mit Gl. (2.23) die einzelnen Stoffübergangskoeffizienten der Gas- und Flüssigphase β_g und β_f ein, erhält man:

$$H_P = NTU_{og} \cdot HTU_{og} = \int_{y_{A,\text{ein}}}^{y_{A,\text{aus}}} \frac{1}{y_A - y_A^*} dy_A \cdot \frac{v_g}{a_{f,P}} \left(\frac{1}{\beta_g} + \frac{m c_g}{\beta_f c_f} \right). \quad (2.87)$$

Hierin bedeutet der Index *og* (overall gas), dass die Transportwiderstände beider Phasen berücksichtigt werden und die Werte auf die Gasphase bezogen sind. Durch Einführung des Strippfaktors

$$\lambda = \frac{m}{\frac{\dot{N}_f}{\dot{N}_g}} \quad \text{mit} \quad m = \frac{dy}{dx} \quad (2.88)$$

als Verhältnis der Steigung von Gleichgewichtskurve und Arbeitsgerade lässt sich die auf die Gasphase bezogene, die Widerstände beider Phasen berücksichtigende Höhe einer Übergangseinheit schreiben als

$$HTU_{og} = HTU_g + \lambda HTU_f \quad (2.89)$$

bzw.

$$HTU_{og} = \frac{\dot{N}_g}{\beta_g c_g a_{f,P} A_q} + \frac{m}{\frac{\dot{N}_f}{\dot{N}_g}} \frac{\dot{N}_f}{\beta_f c_f a_{f,P} A_q} \quad (2.90)$$

mit

$$HTU_g = \frac{v_g}{\beta_g a_{f,P}} \quad \text{und} \quad HTU_f = \frac{v_f}{\beta_f a_{f,P}}. \quad (2.91)$$

Eine weitere Möglichkeit, die Trennleistung einer Packungskolonne darzustellen, ist die Angabe der Höhe der Packung, bei der die Konzentrationsänderung jener eines idealen Bodens in einer Bodenkolonne entspricht. Somit berechnet sich die Höhe der Packung mit N Gleichgewichtsstufen zu

$$H_P = N \cdot HETP. \quad (2.92)$$

Wenn die Arbeitsgerade und Gleichgewichtskurve Geraden sind (idealisierter Fall), lassen sich $HETP$ und HTU_{og} über den Stripfaktor ineinander überführen:

$$HETP = \frac{\ln \lambda}{\lambda - 1} HTU_{og}. \quad (2.93)$$

In der Praxis tritt das Phänomen auf, dass sich die Trennleistung oberhalb der Staugrenze verbessert. Durch die von der Gasphase auf die Flüssigkeit aufgeprägten Schubspannungen ergibt sich eine Intensivierung der Austauschvorgänge. [Billet und Schultes \(1995\)](#) berücksichtigen dies in ihrem Modell durch eine Erhöhung der Stoffaustauschfläche oberhalb der Staugrenze, was in visuellen Beobachtungen anschaulich nachvollziehbar ist. Es entstehen z. B. Flüssigkeitslamellen, die vom Gas aufgebläht und zerrissen werden.

Druckverlust
per Übertra-
gungseinheit

Hohe Trennleistungen lassen sich durch Packungen mit großer spezifischer Oberfläche erzielen. Allerdings geht dies auf Kosten des Druckverlusts und der Belastungsgrenzen, so dass es Grenzen für eine sinnvolle Vergrößerung der Packungsoberfläche gibt. Ein Maß für die Güte einer Packung ist der Druckverlust, der an einer Übertragungseinheit auftritt:

$$\frac{\Delta p}{NTU} = \frac{\Delta p}{H_P} \cdot HTU. \quad (2.94)$$

Je geringer der aufzuwendende Druckverlust zur Erzeugung einer Übergangseinheit ist, desto wirkungsvoller wird der unvermeidbare Reibungsverlust der Gasströmung aufgrund der Interaktion mit der Filmströmung für den Stoffaustausch genutzt. Bei der Konzeption einer Packung sind daher unnötige Umlenkungen der Gasströmung zu vermeiden und es muss darauf geachtet werden, dass keine Totzonen und unbenetzte Bereiche entstehen können. Diese Forderungen erfüllt die Drahtbündelpackung.

2.4 Drahtbündel­packung

Das Konzept einer Drahtbündel­packung wurde von [Hattori et al. \(1994\)](#) vorgestellt. Die Packung besteht aus senkrecht gespannten, parallelen Drähten, welche von einem speziellen Flüssigkeitsverteiler einzeln besprüht werden. Dabei wurden erste grundlegende Untersuchungen zur Filmströmung an Einzeldrähten durchgeführt, da die technische Umsetzung noch nicht ausreichend geklärt war. Hierfür wurden Drähte unterschiedlichen Durchmessers (0,3 mm bis 1,6 mm) mit Flüssigkeiten (Silikonöl, Glycerol) verschiedener Viskositäten ($0,98 \text{ mm}^2/\text{s}$ bis $1000 \text{ mm}^2/\text{s}$) und Oberflächenspannungen (21 mN/m bis $72,7 \text{ mN/m}$) besprüht. Die Filmströmung wurde fotografiert und die Bilder ausgewertet. Es zeigte sich, dass sich bei vollständiger Benetzung des Drahts primäre Flüssigkeitsperlen ausbilden, die im Erdschwerefeld abwärts laufen. Zwischen den Perlen blieb ein dünner Basisfilm bestehen, der von den Perlen überlaufen wurde. Blieb der Basisfilm für einen gewissen Zeitraum ungestört, bildete er aufgrund der Rayleigh-Plateau-Instabilität (s. [Abschnitt 2.2.2](#)) sekundäre Perlen aus. Diese bewegten sich sehr viel langsamer als die primären Perlen, daher wurden sie von einer folgenden primären Perle verschluckt, die ihrerseits einen neuen, glatten Basisfilm hinterließ. Bei Flüssigkeiten höherer Viskosität bildete sich bei kleinen Flüssigkeitsvolumenströmen eine gleichmäßige Abfolge von Perlen mit geringem Abstand aus, so dass der Basisfilm keine sekundären Perlen ausbildete. Es wurde angenommen, dass aufgrund der vom Draht übertragenen Scherkräfte eine innere Torodialströmung der Perlen erzwungen wird, wie sie auch bei fluiden Einzelpartikeln von der umgebenden Phase bei mobiler Phasengrenze hervorgerufen wird (allerdings in entgegengesetzter Drehrichtung). Eine Modellrechnung ergab, dass die Filmströmung am Draht gegenüber frei fallenden fluiden Partikeln deutlich bessere Wärme- und Stoffübertragungseigenschaften aufweisen würde. Aus dieser Betrachtung wurde geschlossen, dass eine Drahtbündel­packung gegenüber einer Sprühkolonne deutlich bessere Wärme- und Stoffübertragungsleistungen bei vergleichbarem Strömungswiderstand haben sollte.

[Chinju et al. \(2000\)](#) untersuchten die Absorption von CO_2 aus einem Gasgemisch mit Flüssigkeitsfilmen an vertikalen Drähten. Die Untersuchungen erfolgten mit Hinblick auf die Abtrennung von CO_2 aus dem Rauchgas von mit fossilen Brennstoffen betriebenen Kraftwerken. Es wurde angenommen, dass die Drahtbündel­packung ein besonderes Potential bei der Rauchgaswäsche hat, weil sie eine gute Trennleistung bei sehr geringem spezifischen Druckverlust verspricht. Aufgrund der geringeren erforderlichen Antriebsleistung des Rauchgasgebläses ließe sich der Gesamtwirkungsgrad des Kraftwerks durch den Einsatz der Drahtbündel­packung deutlich steigern. Es wurde die Fluid­dynamik an Drähten mit Durchmessern von 0,65 mm bis 1,07 mm von Monoethanolamin (MEA)-Lösungen und Wasser untersucht. Außerdem wurden Absorptionsversuche mit Wasser und einem CO_2/N_2 -Gasgemisch durchgeführt. Mit zu-

nehmendem Flüssigkeitsvolumenstrom konnte ein Übergang von einer regelmäßigen Filmstruktur mit Perlen gleicher Größe und Geschwindigkeit zu einem unregelmäßigen Fließbild festgestellt werden. Im Vergleich mit frei fallenden Tropfen ergab sich für die Filmströmung am Draht eine deutlich höhere Absorptionseffizienz, wie sie bereits von [Hattori et al. \(1994\)](#) vorhergesagt wurde.

[Uchiyama et al. \(2003\)](#) führten weiterführende experimentelle Untersuchungen zur Chemisorption von CO₂ mittels MEA-Lösungen am Einzeldraht durch. Sie präsentierten außerdem ein Modell, mit dem sich die experimentellen Ergebnisse gut wiedergeben ließen.

[Migita et al. \(2005\)](#) testeten den Prototypen einer Drahtbündelpackung mit 109 parallelen Drähten in einer Kolonne mit einem Durchmesser von 70 mm und einer Länge von 300 mm bzw. 675 mm. Sie stellten fest, dass die Trennleistung vergleichbar mit der einer Füllkörperpackung ist, während der gemessene spezifische Druckverlust um eine Größenordnung geringer ist. [Pakdehi und Taheri \(2010\)](#) untersuchten eine Drahtbündelkolonne mit einem Durchmesser von 90 mm zur Entfernung von Hydrazin aus einem Luftstrom. Wie bei den Untersuchungen von [Migita et al. \(2005\)](#) konnte eine gute Trennleistung bei äußerst geringem spezifischen Druckverlust erzielt werden.

Bei den oben genannten Prototypen wurden zur Berieselung der Drähte Siebböden mit Düsen bzw. Röhrchen verwendet, wobei das Gas seitlich in einer Erweiterung der Kolonnensektion um den Siebboden herumgeführt wurde (s. [Abb. 2.8](#)). Um die Flüssigkeit in konventionellen Kolonnen ohne Ausweitung der Kopfsektion verteilen zu können, wurde von [Vogelpohl \(2006\)](#) vorgeschlagen, die Drähte am Kopf bündelweise zusammenzufassen und in mehreren Berieselungsinselformen münden zu lassen. Diese haben die Form von Kästen ohne Boden, in denen die Drähte zwischen Blechlamellen fixiert und auf diese Weise jeweils mit Flüssigkeit gespeist werden.

Ein ähnliches Konzept der Zusammenfassung der Drähte am Kopf zur Berieselung verfolgt die Drahtpackung Super X-Pack der Firma Nagaoka ([Nagaoka und Manteuffel, 2003](#)) (s. [Abb. 2.9](#)). Allerdings sind die Drähte untereinander fortlaufend durch Berührungspunkte verknüpft und haben die Form eines dreidimensionalen Gestricks. Obwohl die Leistungsdaten der Super X-Pack Packung vielversprechend waren, wurde die Packung nicht weiterentwickelt.

Das Konzept der Drahtbündelpackung wurde bereits zum Patent angemeldet ([Jödecke et al., 2008](#)). Der mögliche Einsatz der Packung liegt nach Aussage der Autoren hauptsächlich bei der thermischen Trennung von temperaturempfindlichen Gemischen, der thermischen Aufbereitung von hochviskosen Flüssigkeiten sowie bei Absorptions- und Desorptionsverfahren, bei denen ein geringer Druckverlust gefordert wird.

Flüssigkeitsver-
teiler

Super X-Pack

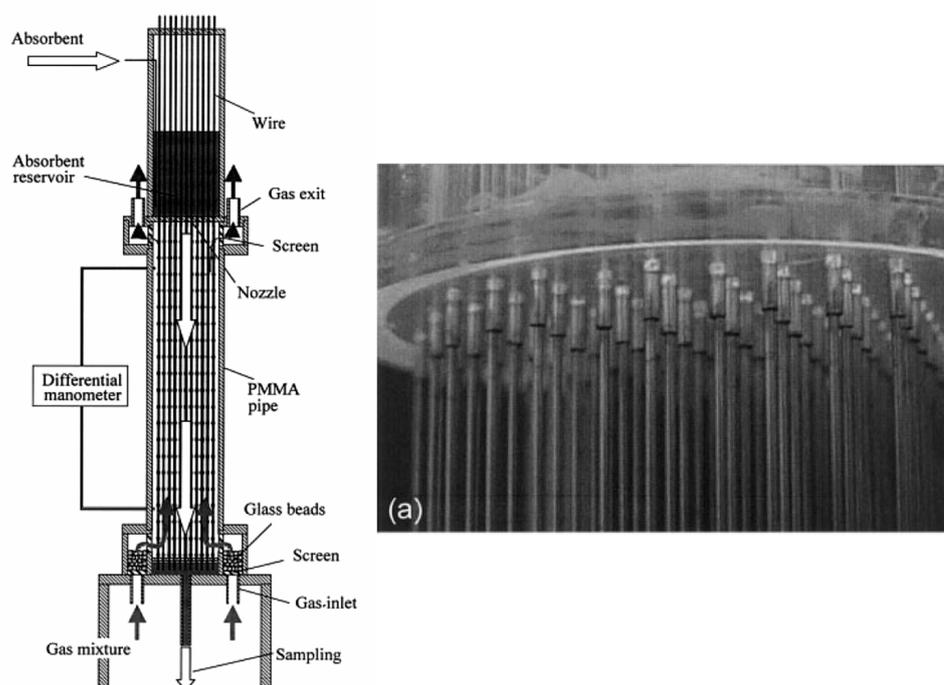


Abb. 2.8: Versuchskolonnen nach Migita et al. (2005). Rechts: Detail der Flüssigkeitsaufgabe.

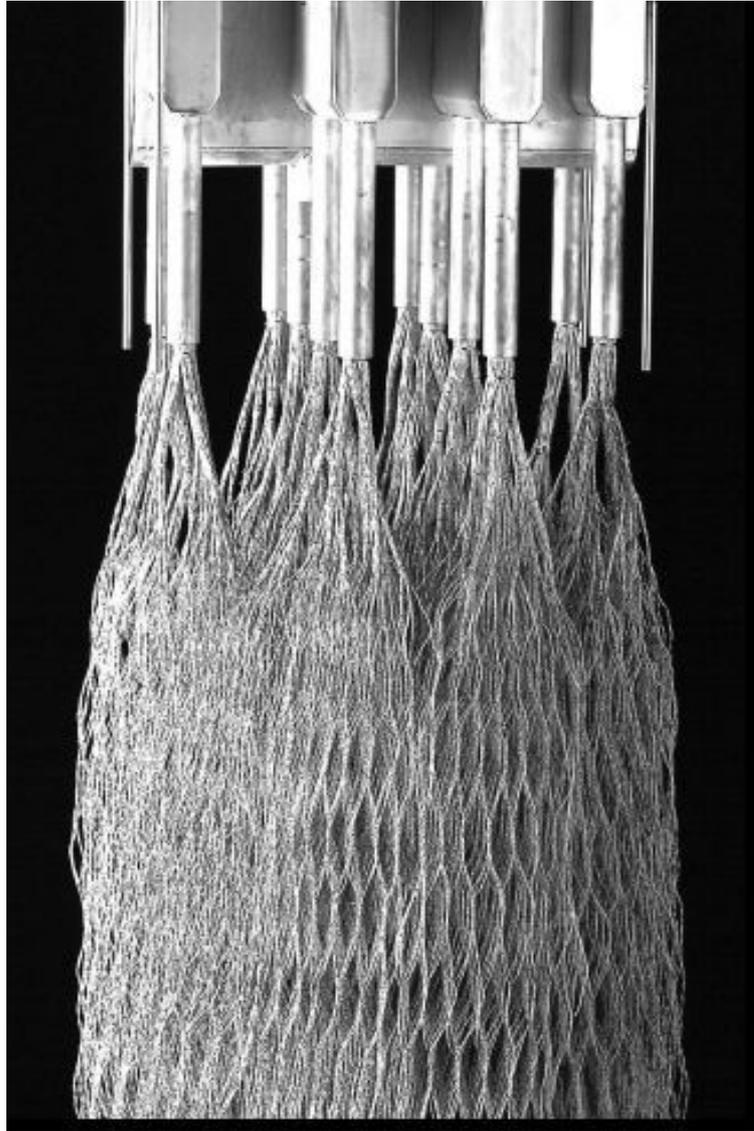


Abb. 2.9: Nagaoka Super X-Pack Packung (aus [Nagaoka \(2000\)](#)).

3 Material und Methoden

3.1 Versuchsanlage

Das Fließbild der Versuchsanlage ist in [Abb. 3.1](#) abgebildet. In einem schlanken Kanal mit quadratischem Innenquerschnitt ($20\text{ mm} \times 20\text{ mm}$) und einer Länge von 1 m werden Drähte bzw. Ketten mittig eingespannt. Aus einem Vorlagebehälter (0,5 L Glasflasche) wird die Flüssigkeit mit einer Zahnradschlepppumpe (BVP-Z 186, Ismatec GmbH, DE) zum Kopf des Kanals gefördert. Die von der Pumpe erzeugten Pulsationen haben eine Frequenz $> 200\text{ Hz}$, so dass die entstehenden Wellenlängen an der Filmoberfläche kleiner sind als die maximal verstärkte Wellenlänge und deshalb gedämpft werden (s. [Abschnitt 2.2.2](#)). Um zu verhindern, dass die Flüssigkeit nach dem Abschalten der Pumpe zurück in den Vorlagebehälter fließt, ist ein Rückschlagventil der Pumpe nachgeschaltet. Die Flüssigkeit wird zur Temperierung durch eine Rohrschleife geleitet, die in ein Thermostatbad eingetaucht ist. Sie wird dem Draht zugeführt und benetzt diesen vollständig. Unter dem Einfluss der Schwerkraft rieselt die Flüssigkeit den Draht herab und tritt mit der Gasphase in Kontakt. In der Bodensektion wird die Flüssigkeit in einem Sammelröhrchen aufgefangen und in den Vorlagebehälter zurückgeführt ([Abb. 3.1a](#)). Zur Bestimmung des flüssigkeitsseitigen Stofftransports (s. [Abschnitt 3.5.7](#)) wurde die Flüssigkeit hingegen nicht im Kreislauf geführt ([Abb. 3.1b](#)). Flüssigkeit, die an die Kanalwand geworfen wird, fließt am Sammelröhrchen vorbei und verlässt die Apparatur in einen geschlossenen Abfallbehälter. Bei Kreislaufführung steht der Vorlagebehälter auf einer elektronischen Waage (BL 1500 S, Sartorius AG, DE) und ist mit flexiblen Schläuchen verbunden, so dass der zeitliche Verlauf der zirkulierenden Flüssigkeitsmasse bestimmt werden kann. Über eine Druckausgleichsleitung (nicht eingezeichnet) wird sichergestellt, dass im Vorlagebehälter und in der Bodensektion des Kanals der gleiche Druck herrscht. Daher stellt sich im Sammelröhrchen und im Vorlagebehälter nach dem Prinzip der kommunizierenden Röhren der gleiche Flüssigkeitsstand ein.

Im Gegenstrom zur Flüssigkeit wird Luft durch den Kanal geleitet. Die Luft wird dem Hausdruckluftnetz entnommen, gefiltert, auf Systemdruck entspannt und mit einem Gaserhitzer (LHS System 20 S, Fa. Leister, CH) temperiert. Die Luft wird in die Bodensektion eingeleitet, strömt den Kanal aufwärts und verlässt den Kanal am Kopf in die Umgebung. Der Systemdruck ergibt sich daher aus dem Umgebungsdruck zuzüglich des Druckverlustes über der Kanallänge ($< 5\text{ mbar}$). Der Druckverlust wird

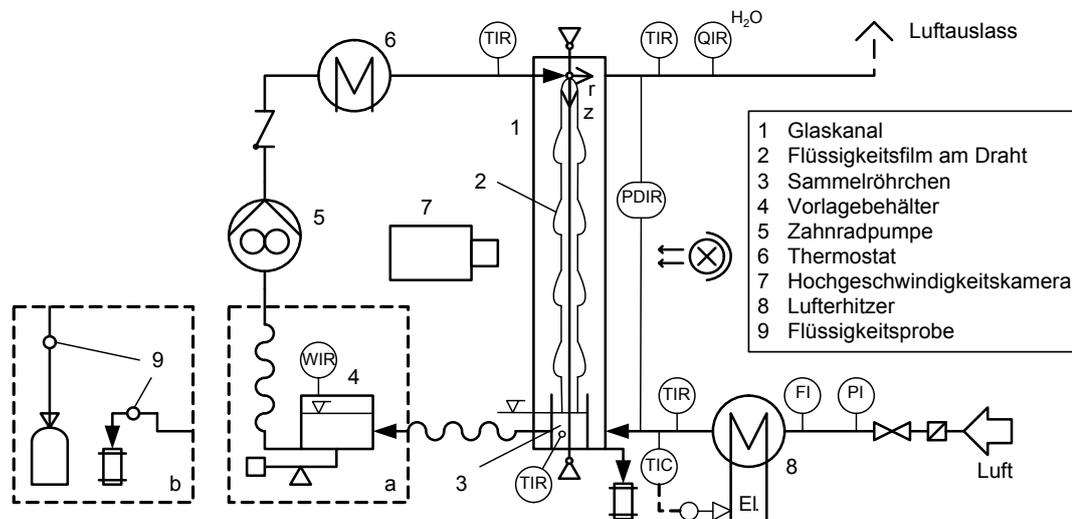


Abb. 3.1: Fließbild der Versuchsanlage. Variante a: Geschlossener Flüssigkeitskreislauf. Variante b: Offene Flüssigkeitsführung zur Untersuchung des flüssigkeitsseitigen Stofftransports.

mit einem Betz-Manometer zwischen Bodensektion und Kanalkopf gemessen. Für die Flüssig- und Gasphase befinden sich jeweils Temperaturmessstellen (Thermoelemente Typ K) am Ein- und Ausgang des Kanals.

Optische
Messtechnik

Zur Bestimmung der lokalen Filmdicke wurde eine digitale Hochgeschwindigkeitskamera (MV-D752-160, Photonfocus AG, CH) mit einer gepulsten, synchronisierten Lichtquelle (LED Element: 300 mm × 18 mm, LND-330A-DF, CCS Inc.; LED-Treiber: PP602, Gardasoft Vision Ltd., GB) verwendet. Die Kamera hat bei einer Auflösung von 752 × 582 Bildpunkten und 8 bit eine maximale Aufnahmezeit von 340 Hz. Durch eine Reduktion der Aufnahmezeit können jedoch höhere Bildaufnahmezeiten erreicht werden. Für die Messung der Filmdicke wurde ein telezentrisches Objektiv (S5LPJ0420, Sill Optics GmbH, DE) verwendet, welches stark vergrößerte und unverzerrte Bilder liefert. Die Erfassung der Perlungeschwindigkeit erfolgte mit einem Weitwinkelobjektiv (Pentax 12 mm, JP). Die Kamera ist auf einem Linearschlitten montiert, mit dem der Abstand zur Bildebene eingestellt werden kann. Des Weiteren lassen sich Kamera und Beleuchtung in vertikaler Richtung verschieben. Die Bilddaten werden über eine Framegrabber-Steckkarte und Aufnahmezeit (microEnable III, microDisplay3, Silicon Software GmbH, DE) erfasst und im Messrechner gespeichert.

Taupunkthygrometer

Am Ausgang des Kanals ist ein Taupunkthygrometer (DPS1, EdgeTech, US) installiert, um die Luftfeuchtigkeit der austretenden Luft zu messen. Dabei wird die Luft über einen beheizbaren Schlauch in das Messgerät gepumpt und dort einem Taupunktsensor zugeführt. Das Gerät kann Taupunkttemperaturen von -35 °C bis

70 °C mit einer Genauigkeit von $\pm 0,25$ °C messen. Der zeitliche Verlauf der Ein- und Austrittstemperaturen, der Daten des Hygrometers (Taupunkttemperatur, Druck im Taupunktsensor) und des Gewichts des Vorlagebehälters werden von einem Messrechner aufgezeichnet.

Abb. 3.2 zeigt Details der Kopf- und Bodensektion für die Untersuchung von Einzeldrahtkonfiguration

Abb. 3.2 zeigt Details der Kopf- und Bodensektion für die Untersuchung von Einzeldrähten. Der Grundkörper des Kanalkopfs (Abb. 3.2a) besteht aus Acrylglas und ist auf den Glaskanal aufgesetzt. Er wird aufgrund der Drahtspannung auf den Kanal gepresst. Auf dem Einsatz für die Flüssigkeitszufuhr aus Messing ist eine Drahtspannvorrichtung montiert. Die Flüssigkeit wird über ein konzentrisch angeordnetes Röhrchen aus rostfreiem Stahl (Innendurchmesser: 2 mm, Länge: 45 mm) auf den Draht verteilt. Zur Erzielung der Konzentrizität von Draht und Flüssigkeitsverteileröhrchen kann der Kopf über vier Schrauben justiert werden.

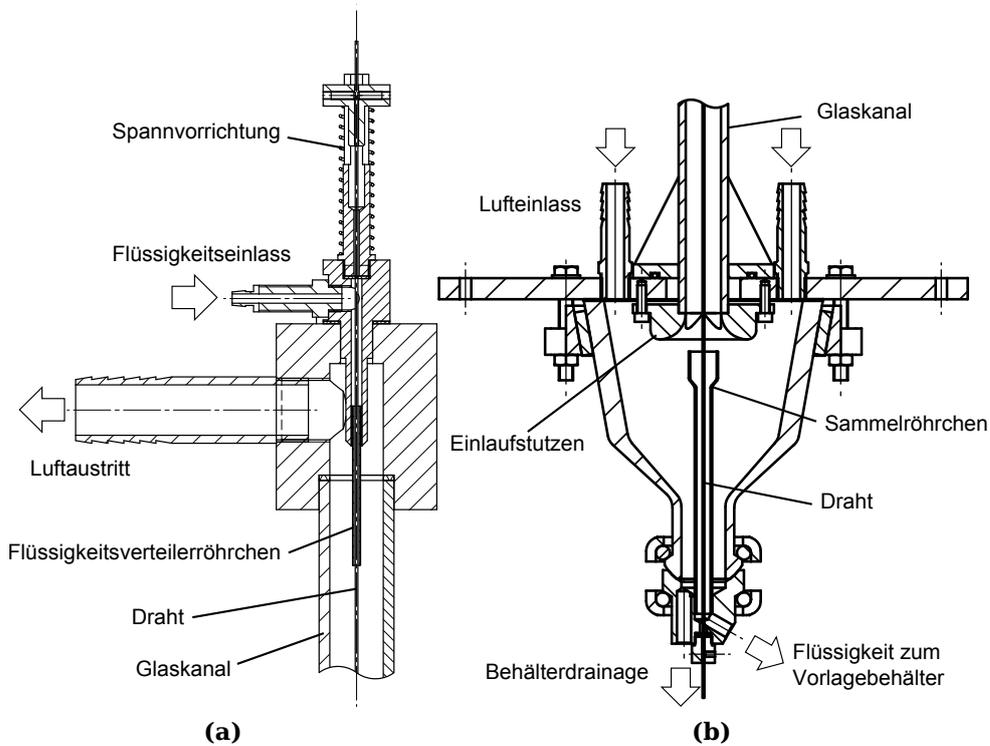


Abb. 3.2: Detailzeichnung der (a) Kopf- und (b) Bodensektion des Kanals zur Untersuchung einzelner Drähte.

Die Bodensektion (Abb. 3.2b) besteht aus der Grundplatte, auf welcher der Kanal aufgesetzt ist, und einem Bodengefäß aus Glas, das von unten an der Grundplatte befestigt ist. Die Luft wird über vier Stutzen in der Grundplatte von oben eingeleitet. Durch einen Einlaufstutzen wird ein kontinuierlicher Übergang für die Gasströmung in

den Kanal geschaffen. Von unten ragt das Sammelröhrchen (Glas, Innendurchmesser: 12 und 8 mm) in das Bodengefäß. Die Länge des Flüssigkeitsfilms am Draht beträgt in dieser Anordnung 1036 mm.

Drahtbündel-
konfiguration

Abb. 3.3 zeigt Details der Kopf- und Bodensektion des Kanals zur Untersuchung eines Drahtbündels mit 16 Drähten ($d_D = 1$ mm) in quadratischer Anordnung. Die Kopfsektion (Abb. 3.3a) ist aus Acrylglas gefertigt und besteht aus einer oberen Kammer für die Flüssigkeit und einer unteren Kammer zur Luftführung. Die Drähte werden durch beide Kammern hindurchgeführt und sind gegenüber der Umgebung abgedichtet. Im Boden der Flüssigkeitskammer sind Flüssigkeitsverteileröhrchen eingelassen, durch welche die Drähte hindurchgeführt werden. Diese haben die gleichen Abmessungen wie bei der Kopfsektion zur Einzeldrahtuntersuchung und ragen in den Kanal hinein. Die aufwärts strömende Luft wird an den Röhrchen vorbeigeführt, radial abgelenkt und durch vier Austrittsöffnungen in die Umgebung entlassen.

Bei der Bodensektion (Abb. 3.3b) wurde dem Bodengefäß anstelle eines Sammelröhrchens eine Flüssigkeitskammer angesetzt, welche die Drähte positioniert und gegenüber der Umgebung abdichtet. Die Drähte werden mit einzelnen Schraubenspannern gespannt (nicht eingezeichnet). Ein separater Ausgang für an den Wänden herunterlaufende Flüssigkeit ist nicht vorgesehen. In dieser Anordnung ergibt sich eine Lauflänge des Films von 1090 mm.

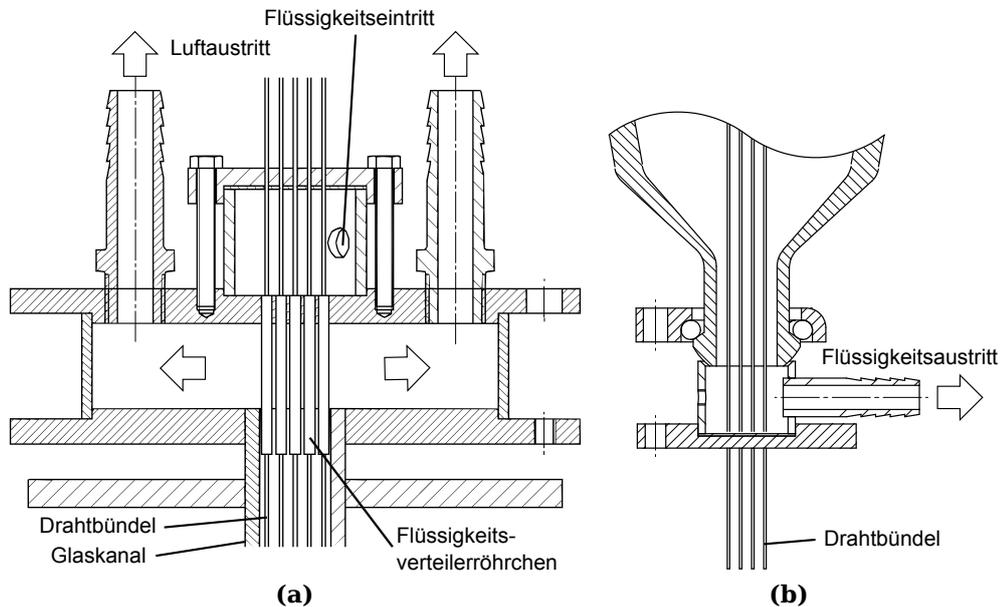


Abb. 3.3: Detailzeichnung der (a) Kopf- und (b) Bodensektion des Kanals zur Untersuchung eines Drahtbündels.

3.2 Untersuchte Drahtgeometrien

In [Abb. 3.4](#) sind die untersuchten Drahtgeometrien abgebildet, [Tab. 3.1](#) gibt deren Abmessungen und Kenngrößen an. Die grundlegenden Untersuchungen wurden mit einem zylindrischen Draht mit einem Durchmesser von 1 mm durchgeführt. Aufgrund der Beobachtung der Ausbildung von Flüssigkeitsperlen stellte sich die Frage, ob sich die Perlenbildung durch geeignete Drahtgeometrien unterdrücken lässt und ob dies eventuell Auswirkungen auf den Stofftransport hat. Daher wurden übliche Drahtgeometrien in Vorversuchen bezüglich der Fließeigenschaften untersucht. Es stellte sich heraus, dass einige Drahtgeometrien ungeeignet waren. Beim Plombendraht, bei dem ein dünner Draht um einen dicken zentralen Draht gewickelt ist, wurde den entstandenen Perlen durch die schraubenförmige Struktur ein Drehimpuls aufgeprägt. Dies führte dazu, dass die Perlen nach einer gewissen Lauflänge abgeschleudert wurden. Diese Eigenschaft ist unerwünscht und daher wurde der Plombendraht für weitere Untersuchungen nicht berücksichtigt.

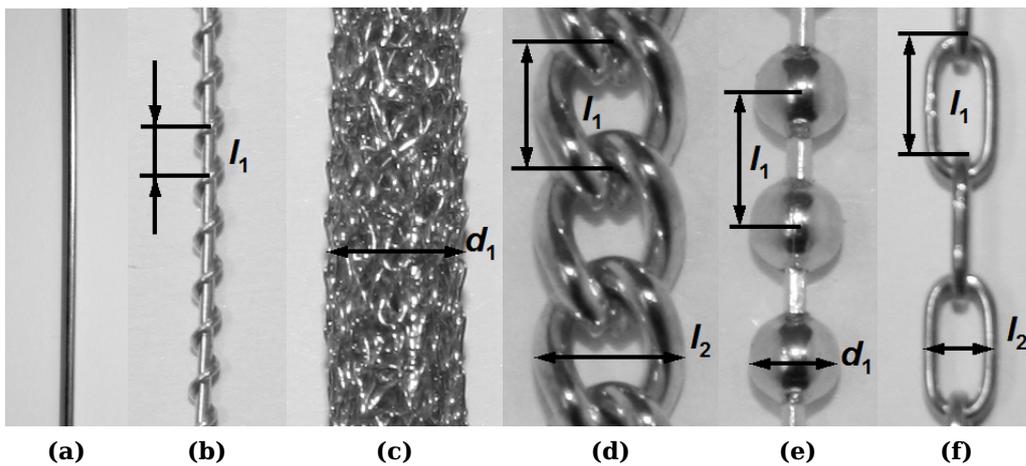


Abb. 3.4: Untersuchte Drahtgeometrien. (a): Zylindrischer Draht; (b): Plombendraht; (c): Drahtgestrick; (d): Gourmettekette; (e): Kugelhängekette; (f): Uhrkette. Abmessungen s. [Tab. 3.1](#).

Beim untersuchten Drahtgestrick zeigte sich, dass sich die Flüssigkeit hauptsächlich im Inneren der Struktur als eine sich unregelmäßig windende Strähne fortbewegt. Es ist daher zu erwarten, dass die für den Stofftransport zur Verfügung stehende Filmoberfläche deutlich kleiner ist als die Mantelfläche des Drahtgestricks. Diese Überlegung führte dazu, das Drahtgestrick ebenfalls als ungeeignet für den Einsatz in einer Drahtbündelpackung zu betrachten. Die untersuchten Ketten hingegen zeigten den erwünschten Effekt der Stabilisierung des Films in dem Sinne, dass die Perlenbewegung stark reduziert bzw. die Ausbildung von Perlen teilweise vollständig

Tab. 3.1: Eigenschaften der untersuchten Drahtgeometrien.

	Material	d_D in mm	l_1 — in mm	l_2	d_1 —	$\tilde{a}_D/10^3$ in mm ² /m	$A_{q,D}$ in mm ²	Bemerk.
Zyl. Draht	Rostfr. Stahl	1,0				3,14	0,79	geeignet Abb. 3.4a
Plombendraht	Messing	0,5/0,3	1,7			3,30	0,33	ungeeignet Abb. 3.4b
Drahtgestrick	Rostfr. Stahl	0,12			4,0	30,5	0,91	ungeeignet Abb. 3.4c
Gourmette-kette	Messing	1,0	3,1	3,8		12,8	3,19	geeignet Abb. 3.4d
Kugelmkette	Stahl vernickelt	0,6	3,6		2,4	5,55	2,13	geeignet Abb. 3.4e
Uhrkette	Messing	0,8	5,6	3,5		7,10	1,42	geeignet Abb. 3.4f
Drahtbündel	Rostfr. Stahl	16 × 1,0				50,24 ^a	12,64 ^a	geeignet

^a Gesamt

unterdrückt wurde.

Um einen Einblick in die Interaktion von Flüssigkeitsfilmen an benachbarten Drähten zu erhalten, wurde ein Bündel aus 16 zylindrischen Drähten untersucht. Die Drähte haben den gleichen Durchmesser wie der zylindrische Draht in der Einzeldrahtkonfiguration, so dass ein direkter Vergleich der Ergebnisse beider Konfigurationen möglich ist. Da sich zeigte, dass bei einer Berieselung aller Drähte ein großer Teil der Flüssigkeit an den Kanalwänden herunterläuft, wurden in den Experimenten nur die inneren vier Drähte berieselt. Dies wurde erreicht, indem die äußeren Flüssigkeitsverteiler-röhrchen mit Stopfen verschlossen wurden. [Abb. 3.5](#) zeigt die Anordnung der Drähte im Kanal und die Berieselung mit Flüssigkeit (grau angedeutet).

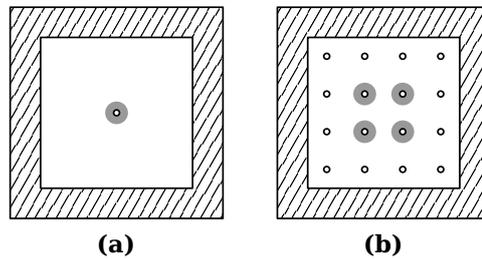


Abb. 3.5: Anordnung der Drähte im Kanal bei Untersuchungen am Einzeldraht (a) und am Drahtbündel (b).

3.3 Untersuchte Stoffsysteme

Die relevanten physikalischen Eigenschaften der untersuchten Flüssigkeiten sind in [Tab. 3.2](#) aufgelistet. Für die Untersuchung des Stofftransports sind darüber hinaus noch Gleichgewichtsbeziehungen und Diffusionskoeffizienten der Stoffsysteme erforderlich (s. Abschnitt [3.3.1](#) und [3.3.2](#)). In eigenen Untersuchungen wurde die Viskosität mit einem Rotationsviskosimeter (VT 550, Haake GmbH, DE) und die Oberflächenspannung mit einem Tensiometer (Pendant-drop-Messmethode) bestimmt.

Bei den Messungen des gaseitigen Stoffübergangs wurden entionisiertes Wasser sowie wässrige Polyvinylpyrrolidon (PVP)-Lösungen als Flüssigphase eingesetzt. Die wässrigen PVP-Lösungen, hergestellt aus entionisiertem Wasser und PVP K90 (reinst) in Pulverform (AppliChem GmbH, DE), wurden zur Untersuchung des Einflusses einer höheren Viskosität verwendet. Die Untersuchung der Viskosität der PVP-Lösungen bei unterschiedlichen Scherraten ergab, dass sich diese im untersuchten Konzentrationsbereich als Newtonsche Fluide betrachten lassen. Weil der Verdunstungsmassenstrom gegenüber dem herabrieselnden Flüssigkeitsmassenstrom relativ gering ist ($< 1\%$) und durch die auftretenden Perlen eine intensive Durchmischung erfolgt, sind außerdem keine signifikanten Veränderungen der Viskosität in radialer Richtung zu erwarten.

Für weitere Untersuchungen zur Fluidodynamik wurden Ethanol 99,5% in der Reinheit „zur Synthese“ (Merck KGaA, DE), Paraffinöl (Fauth & CO. KG, DE) und Silikonöl (Wacker Chemie AG, DE) verwendet. Zur Untersuchung des flüssigkeitsseitigen Stofftransports wurde entionisiertes Wasser mit CO_2 gesättigt und auf die gewünschte Vorlagenkonzentration verdünnt.

3.3.1 Wasser/Luft und wässrige PVP-Lösungen/Luft

Die Diffusionskoeffizienten der Gasphase für das Stoffsystem Wasser/Luft bzw. wässrige PVP-Lösung/Luft (PVP geht nicht in die Luft über) wurden nach [Fuller et al. \(1966\)](#)

Diffusionskoeffizient der Gasphase

Tab. 3.2: Physikalische Eigenschaften der untersuchten Flüssigkeiten bei 20 °C (sofern Temperatur nicht explizit angegeben).

	Dichte ρ in kg/m ³	Dyn. Viskosität η in mPa s	Oberflächenspannung σ in mN/m
Wasser (20 °C)	998 ^a	1,0 ^a	72,7 ^b
Wasser (40 °C)	992 ^a	0,65 ^a	69,6 ^b
Wasser (60 °C)	983 ^a	0,47 ^a	66,2 ^b
PVP-Lsg. 3 Gew.-% (PVP3)	1012 ^c	12 ^c	68 ^c
PVP-Lsg. 6 Gew.-% (PVP6)	1020 ^c	50 ^c	68 ^c
Ethanol	790 ^a	1,2 ^a	22,3 ^c
Silikonöl (SI100)	970 ^c	100 ^c	23,0 ^c
Paraffinöl	830 ^c	16,0 ^c	28,3 ^c

^a VDI-Wärmeatlas (1994) ^b Wohlfarth und Wohlfarth (1997)

^c Eigene Messungen

berechnet:

$$D_g = \frac{1,0 \cdot 10^{-3} T^{1,75} \left(\frac{1}{M_A} + \frac{1}{M_B} \right)^{1/2}}{p \left[\left(\sum_A \tilde{V}_{i,\text{Diff}} \right)^{1/3} + \left(\sum_B \tilde{V}_{i,\text{Diff}} \right)^{1/3} \right]^2}. \quad (3.1)$$

Hierin sind die molaren Diffusionsvolumina der Komponenten Wasser (A) und Luft (B) $\tilde{V}_{i,\text{Diff}} = 12,7 \text{ cm}^3/\text{mol}$ bzw. $\tilde{V}_{i,\text{Diff}} = 20,1 \text{ cm}^3/\text{mol}$.

Dampfdruck Der Dampfdruck von Wasser wird mit der Magnus-Gleichung nach VDI 3514 berechnet. Es wird zwischen dem Aggregatzustand des Wassers unterschieden:

$$\ln p_A^* = \ln 6,112 + \frac{17,62 \vartheta}{243,12 + \vartheta} \quad (\text{Wasser}), \quad (3.2)$$

$$\ln p_A^* = \ln 6,112 + \frac{22,46 \vartheta}{272,62 + \vartheta} \quad (\text{Eis}) \quad (3.3)$$

mit ϑ in °C und p in hPa. Die Erhöhung des Dampfdrucks der PVP-Lösungen gegenüber Wasser kann in dem betrachteten Konzentrationsbereich bis 10 % Gewichtsanteil PVP vernachlässigt werden (Striolo und Prausnitz, 2000; Kany et al., 2003), was auch durch eigene Dampfdruckmessungen bestätigt wurde. Daher sollte eine sich aufgrund der Verdunstung des Wassers einstellende höhere Konzentration an der Oberfläche des Films den Dampfdruck ebenfalls nicht beeinflussen.

3.3.2 CO₂-Wasser/Luft

Der Diffusionskoeffizient für gelöstes CO₂ (A) in Wasser (B) wurde mit dem Ansatz von [Wilke und Chang \(1955\)](#) berechnet:

Diffusionskoeffizient der Flüssigphase

$$\frac{D_f}{\text{m}^2/\text{s}} = 7,4 \cdot 10^{-12} \frac{(x \frac{\tilde{M}_B}{\text{g/mol}})^{0,5} \frac{T}{\text{K}}}{(\frac{\eta_f}{\text{mPa s}})(\frac{\tilde{V}_A}{\text{cm}^3/\text{mol}})^{0,6}}. \quad (3.4)$$

Dabei ist der Assoziationsparameter für Wasser $x = 2,6$.

Das Löslichkeitsgleichgewicht von CO₂ (A) in Wasser (B) wird über den Henry-Koeffizienten ausgedrückt. Dieser wird nach [Harvey \(1996\)](#) über eine empirische Korrelation berechnet:

Henry-Koeffizient

$$\ln H = \ln p_B^* + A/T_r + B(1 - T_r)^{0,355}/T_r + C \exp(1 - T_r)T_r^{-0,41}. \quad (3.5)$$

Dabei ist $T_r = T/T_{B,kr}$ die reduzierte Temperatur. Für das Stoffsystem CO₂-Wasser wurden die Parameter mit der kritischen Temperatur $T_{B,kr} = 647,14 \text{ K}$ als $A = -9,4234$ $B = 4,0087$ $C = 10,3199$ bestimmt.

3.4 Messgrößen und Versuchsparameter

Eine Übersicht über die durchgeführten Untersuchungen ist in [Tab. 3.3](#) aufgezeigt. Die Messung des Druckverlustes im Kanal gibt Aufschluss über den zu erwartenden Druckverlust in einer Drahtbündelpackung (s. Abschnitt [3.7.2](#)). Durch die Messung der Belastungsgrenzen im Kanal wird auf die Belastungsgrenzen der Drahtbündelpackung geschlossen (s. [Gl. \(3.51\)](#)). Die Messung der lokalen Filmdicke und der Perlungeschwindigkeit ermöglicht eine Charakterisierung der Filmströmung sowie eine Berechnung der Filmoberfläche. Mit der Bestimmung des gas- und flüssigkeitsseitigen Stoffübergangs und der Kenntnis der Filmoberfläche ist es möglich, die Trennleistung der Drahtbündelpackung vorauszusagen.

Die Versuchsparameter sind die Gasbelastung, die Flüssigkeitsbelastung und die Eintrittstemperaturen der Phasen. Zudem wurden die optischen Messungen bei drei verschiedenen Lauflängen des Flüssigkeitsfilms durchgeführt. Die Messbereiche sind in [Tab. 3.4](#) angegeben.

Die Gasbelastung im Kanal wurde über den eintretenden Luftvolumenstrom vorgegeben, der über ein kalibriertes Schwebekörperdurchflussmessgerät gemessen und mit einem Ventil eingestellt wurde. Die aufgrund einer nachfolgenden Erwärmung der Luft durch den Gaserhitzer auftretende Erhöhung des Gasvolumenstroms wurde mit der idealen Gasgleichung berücksichtigt. Zur Darstellung der Gasbelastung wurde

Gasbelastung

Tab. 3.3: Versuchsübersicht.

Geometrie	Flüssige Phase	Druckverlust	Belastungsgrenzen	Hold-up	Gasseitiger SÜ	Flüssigkeitsseitiger SÜ	Lokale Filmdicke	Perlengeschw.
Zyl. Draht	Wasser	•	•	•	•	•	•	•
	PVP3	•	•		•		•	•
	PVP6	•	•		•		•	•
	Ethanol		•	•			•	•
	SI100						•	•
	Paraffinöl		•				•	•
Strukturierte Drähte	Wasser	•	•	•	•		•	
	PVP3		•		•		•	
	PVP6		•		•		•	
Drahtbündel	Wasser	•	•		•	•		•
	PVP3		•		•			•
	PVP6		•		•			•

der Gasbelastungsfaktor verwendet:

$$F_K = v_{g,K} \sqrt{\rho_g}. \quad (2.56)$$

Abweichend zu Tab. 3.4 wurden in einzelnen Messreihen zur Bestimmung der Belastungsgrenzen auch höhere Gasbelastungen bis zu $12 \text{ Pa}^{0,5}$ erreicht.

Flüssigkeitsbelastung Zur Einstellung der Flüssigkeitsbelastung wurde die Zahnradpumpe kalibriert, so dass ein Zusammenhang zwischen Pumpendrehfrequenz und gefördertem Flüssigkeitsvolumenstrom hergestellt wurde. Die Darstellung der Flüssigkeitsbelastung erfolgt über die Umfangsbelastung:

$$B_{f,D} = \dot{V}_{f,D} / \dot{a}_D. \quad (3.6)$$

Bei den Messungen der Belastungsgrenzen wurden auch einzelne Messreihen bei höheren Flüssigkeitsvolumenströmen bis 400 mL/min durchgeführt.

Eintrittstemperaturen Die Eintrittstemperaturen von Flüssigkeit und Gas wurden ausschließlich beim Stoffsystem Wasser/Luft mit dem Ziel variiert, einerseits die Stoffeigenschaften der

Tab. 3.4: Versuchsparameter.

	Größe	Messbereich
Gasbelastung	\dot{V}_g	0; 3; 4; 5; 6; 7 und 8 m ³ /h
	F_K	0 Pa ^{0,5} bis 6,4 Pa ^{0,5}
Flüssigkeitsbelastung	$\dot{V}_{f,D}$	10; 20; 30; 40; 50 und 90 mL/min
	$B_{f,D}$	0,19 m ³ /(m h) bis 1,72 m ³ /(m h) ^a
Eintrittstemperaturen	$\vartheta_{g,\text{ein}}, \vartheta_{f,\text{ein}}$	20; 30; 40; 50; 60 und 70 °C
Laufänge	z	130; 330 und 730 mm

^a Zylindrischer Draht, $d_D = 1$ mm

Flüssigkeit zu verändern, andererseits die Dampfdrücke an der Phasengrenze bei den gaseitigen Stoffübergangsmessungen zu variieren.

Die optischen Messungen zur Filmströmung wurden bei verschiedenen Laufängen des Films vorgenommen, indem die Kamera und die Beleuchtung an unterschiedlichen vertikalen Positionen am Kanal arretiert wurden.

Laufänge

3.5 Messmethoden

3.5.1 Belastungsgrenzen

Die Belastungsgrenzen wurden über visuelle Beobachtung der Strömung im Kanal ermittelt. Dabei wurde die Gasbelastung bei konstanter Flüssigkeitsbelastung kontinuierlich gesteigert, bis ein Zerreißen der Perlen und das Fluten des Kanals beobachtet wurden (s. [Abb. 3.6](#)). Bei einigen Flüssigkeiten (Ethanol, Paraffinöl) führte das Zerreißen der Perlen nicht zwangsläufig zum Fluten des Kanals, daher wurde dies als zusätzliche Grenze unterhalb der Flutgrenze erfasst. Zur Mittelwertbildung wurden jeweils drei Messungen durchgeführt.

3.5.2 Lokale Filmdicke

Aufgrund des rechteckigen Querschnitts des Glaskanals ist eine gute optische Zugänglichkeit ohne Bildverzerrung gegeben, so dass keine nachträglichen Korrekturen zur Entzerrung notwendig sind. Der Film ist auf den Aufnahmen nur anhand des Rands zu erkennen, der aufgrund der Lichtbrechung dunkel erscheint (s. [Abb. 3.7](#), der Draht erscheint in der Mitte als schwarzer Balken). Es wurden Bildsequenzen mit 10 000 oder 5000 Bildern mit einer Bildfläche von 752×20 Bildpunkten bei einer Aufnahmezeit von 1000 Hz aufgenommen. Dabei wurde der Durchmesser des Drahts als Maßstab herangezogen, es wurden 98 Bildpunkte/mm bestimmt. Die Bildsequenzen wurden mit einer

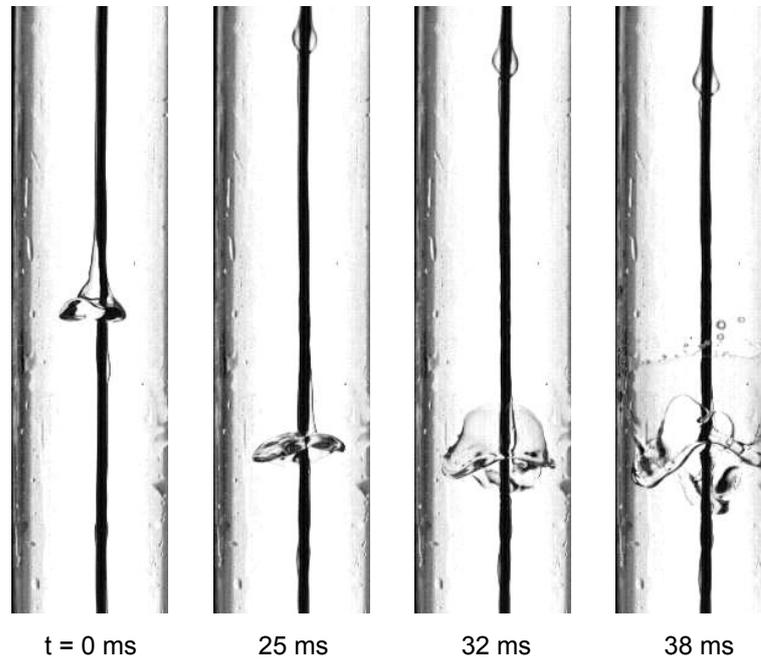


Abb. 3.6: Bildsequenz des Zerfalls einer Flüssigkeitsperle (Ethanol).

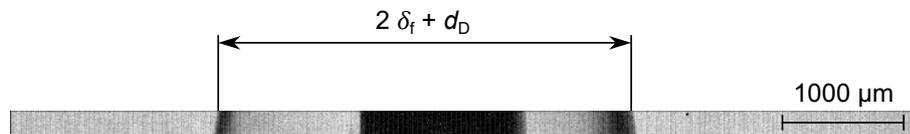


Abb. 3.7: Aufnahme des Flüssigkeitsfilms am zylindrischen Draht zur Bestimmung der Filmdicke.

Bilderkennungssoftware ausgewertet (ImagePro Plus 5.1, Media Cybernetics Inc., US). Dabei wurde ein Schwellenwert der Bildhelligkeit festgelegt, so dass dunkle Objekte erkannt und ihre Positionen im Bild ermittelt werden konnten. In [Abb. 3.7](#) werden der linke und rechte Rand des Films sowie der Draht in der Mitte erkannt. Die Filmdicke δ_f wird bestimmt, indem der Abstand der äußeren Ränder ermittelt wird und dieser, abzüglich des Drahtdurchmessers, halbiert wird. Diese Daten wurden danach mit einem Tabellenkalkulationsprogramm automatisiert ausgewertet. Da sich die Perlen im zeitlichen Profil der Filmdicke deutlich erkennen lassen, wurde ein Schwellenwert δ_f^{SW} eingeführt, bei dessen Überschreiten eine Perle automatisch detektiert wurde (s. [Abb. 3.8](#)). Für Wasser und Ethanol wurde dieser Wert auf $\delta_f^{\text{SW}} = 500 \mu\text{m}$ gesetzt und bei Flüssigkeiten höherer Viskosität auf $\delta_f^{\text{SW}} = 700 \mu\text{m}$ erhöht, da sich bei letzteren eine höhere Basisfilmdicke ergibt. Das direkt nach dem Überschreiten des Schwellen-

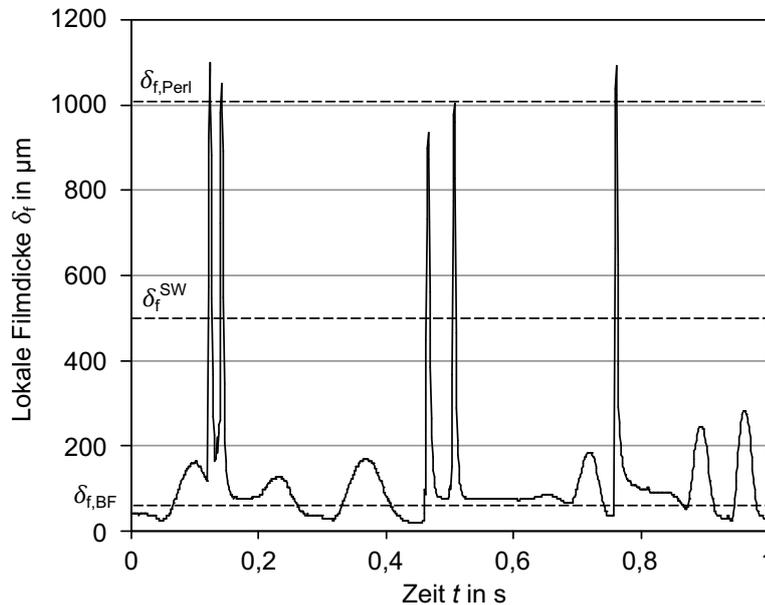


Abb. 3.8: Zeitliches Profil der Filmdicke mit dem Schwellenwert zur Detektion der Perlen und der mittleren Basis- und Perlenfilmdicke.

lenwerts auftretende Maximum des Profils der Filmdicke wurde als Perlenfilmdicke $\delta_{f, \text{Perl}}$ gewertet. Auf diese Weise wurden eine über das Aufnahmeintervall gemittelte Perlenfilmdicke und Perlenfrequenz f_{Perl} gebildet. Eine mittlere Basisfilmdicke $\delta_{f, \text{BF}}$ wurde ermittelt, indem Bereiche im Profil der Filmdicke erfasst wurden, bei denen die Abweichung vom Mittelwert über einen Zeitraum von 0,02 s kleiner als 5 % ist.

3.5.3 Perlengeschwindigkeit

Zur Bestimmung der Perlengeschwindigkeit wurden Bildsequenzen von 5000 Bildern, welche mit dem Weitwinkelobjektiv mit einer Aufnahmezeitrate von 1000 Hz aufgenommen wurden, mit der Bilderkennungssoftware ImagePro Plus ausgewertet. Es wurde ein Bildausschnitt analysiert, der 12 cm der Höhe des Kanals abbildet. Zur Ermittlung des Abbildungsmaßstabs wurde ein Maßstab mit Millimeterskala am Kanal befestigt. Um die Perlen als diskrete Objekte zu erkennen, war es erforderlich, seitlich des Drahts Bereiche zur Erkennung (Area of Interest) einzurichten, in welche die Perlen hineinragen (s. Abb. 3.9). Die als Objekte erkannten Perlen wurden von der Bilderkennungssoftware in den Bildsequenzen auf ihren Pfaden verfolgt. Aus dem Ein- und Austrittszeitpunkt in bzw. aus dem Bildausschnitt und der Pfadlänge wurde die mittlere Geschwindigkeit \bar{w}_{Perl} berechnet. Es wurde eine Routine entwickelt, welche die Auswertung der Bildsequenzen und die Übertragung der ermittelten Daten in

MS-Excel Tabellenblätter automatisiert. Bei unregelmäßiger Filmströmung hat der Abstand der Bereiche der Objekterkennung zum Draht einen maßgeblichen Einfluss auf die ermittelten mittleren Perlengeschwindigkeiten. Bei einem geringen Abstand werden auch kleine Perlen mit geringer Geschwindigkeit erfasst, so dass sich in der Auswertung eine insgesamt geringere mittlere Perlengeschwindigkeit ergibt. Es wurde daher darauf geachtet, einen einheitlichen Abstand von 2 Bildpunkten zum Basisfilm zu wählen, so dass auftretende Einschnürungen des Basisfilms, die sich sehr langsam bewegen, nicht erfasst werden (s. [Abb. 3.9](#), untere Bildhälfte), kleine Perlen hingegen schon.

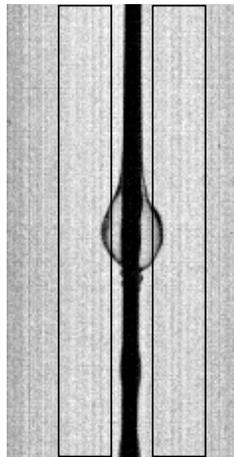


Abb. 3.9: Bildbereiche zur Erkennung der Perlen als diskrete Objekte zur Bestimmung ihrer Geschwindigkeit.

3.5.4 Hold-up der Flüssigkeit

Zur Bestimmung des Hold-up wurde die Ablaufmethode benutzt, bei welcher der Flüssigkeitskreislauf unterbrochen wird und das Gewicht des Vorlagebehälters zeitlich erfasst wird. Die Flüssigkeitsmasse, die sich während des Flüssigkeitsumlaufs am Draht befindet, strömt nach dem Abschalten der Pumpe in den Vorlagebehälter. Um einen möglichst vollständigen und raschen Ablauf zu ermöglichen, wurde die Gaszufuhr ebenfalls zeitgleich abgestellt. Die Flüssigkeitsmasse am Draht lässt sich daher über den Anstieg des Behältergewichts bestimmen. Für die Mittelwertbildung wurden jeweils zehn Messungen vorgenommen. Weil Vorlagebehälter und Sammelröhrchen über einen Schlauch nach dem Prinzip der kommunizierenden Röhren verbunden sind, haben sie den gleichen Flüssigkeitsstand (s. [Abb. 3.10](#)). Zu diesem Zweck sind Vorlagebehälter und der Bodenbehälter des Kanals mit einer Druckausgleichsleitung verbunden (nicht eingezeichnet). Sobald die Füllhöhe im Vorlagebehälter nach dem Abschalten des Flüssigkeitskreislaufs aufgrund des nachströmenden Flüssigkeitsvolu-

mens vom Draht um die Höhe h zunimmt, steigt die Füllhöhe im Sammelröhrchen um den gleichen Betrag. Da jedoch nur die Gewichtsdiﬀerenz des Vorlagebehälters ΔM_1 gemessen wird, muss die im Sammelröhrchen verbleibende Flüssigkeitsmasse ΔM_2 zusätzlich berücksichtigt werden.

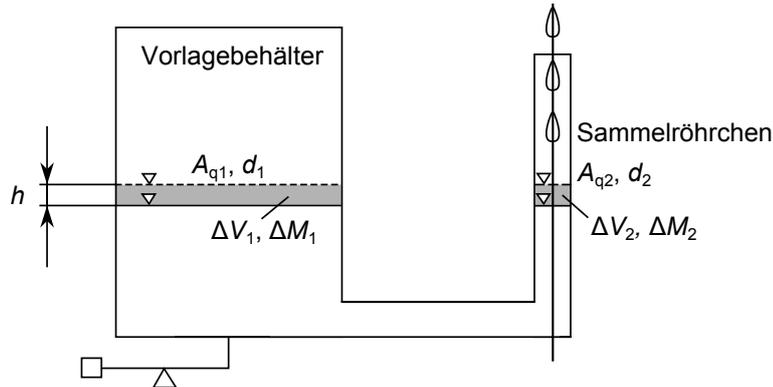


Abb. 3.10: Skizze zu den geometrischen Verhältnissen bei der Ermittlung des Hold-up mit der Ablaufmethode.

Die gesamte Masse berechnet sich als

$$M_{\text{ges}} = (\Delta V_1 + \Delta V_2)\rho_f. \quad (3.7)$$

Die Einzelvolumina berechnen sich aus der Höhe h und der Querschnittsfläche der Gefäße A_q :

$$\Delta V_1 = A_{q,1}h, \quad \Delta V_2 = A_{q,2}h. \quad (3.8)$$

Somit ist

$$\Delta V_2 = \Delta V_1 \frac{A_{q,2}}{A_{q,1}}. \quad (3.9)$$

Die gesamte Masse lässt sich letztendlich mittels der Durchmesser d der Gefäße berechnen:

$$M_{\text{ges}} = \rho_f \Delta V_1 \left(1 + \frac{A_{q,2}}{A_{q,1}} \right) = \Delta M_1 \left(1 + \frac{d_2^2}{d_1^2} \right). \quad (3.10)$$

Damit ergibt sich der auf die benetzte Drahtlänge bezogene Hold-up zu

$$HU_{f,D} = \frac{M_{\text{ges}}}{\rho_f L_D}. \quad (3.11)$$

Diese Methode setzt voraus, dass der Druckverlust durch die Strömung in der Verbindungsleitung gering ist, so dass die Füllstände von Sammelröhrchen und Vorlagebehälter während des Flüssigkeitsumlaufs annähernd gleich sind. Es wurde daher ein großer Innendurchmesser (8 mm) und eine geringe Länge (ca. 600 mm) der Verbindungsleitung gewählt. Dennoch ist die Methode aus dem oben genannten Grund auf Flüssigkeiten mit geringer Viskosität beschränkt, so dass sie nur für Wasser und Ethanol verwendet wurde. Des Weiteren eignet sie sich nur für Drahtgeometrien, bei denen kein Flüssigkeitsvolumen nach dem Abschalten der Pumpe in Zwickeln oder Hohlräumen haften bleibt. Ebenfalls muss gewährleistet sein, dass keine Flüssigkeit nach dem Abschalten der Pumpe nachströmt. Bei der Drahtbündelkonfiguration lief jedoch die obere Flüssigkeitskammer leer (s. Abb. 3.3a), weil durch einige Flüssigkeitsröhrchen Luft nachströmen konnte.

Betrachtet man den zeitlichen Verlauf des Gewichts des Vorlagebehälters, lässt sich in einem ersten Abschnitt ein steiler Anstieg erkennen, der abrupt in einen zweiten Abschnitt mit flachem Verlauf übergeht, welcher nach einer gewissen Zeit einen konstanten Wert annimmt (s. Abb. 3.11). Der erste Abschnitt wird von den schnell abfließenden Perlen verursacht, während der zweite Abschnitt vom langsam abfließenden Basisfilm hervorgerufen wird. Anhand dieser Analyse lässt sich neben dem gesamten Hold-up auch der Anteil des Perlenvolumens am Hold-up bestimmen. Da jedoch Basisfilm und Perlen zeitweise gemeinsam abfließen, ist diese Einteilung in Perlen- und Basisfilmvolumen nicht direkt mit jener vergleichbar, die anhand der optischen Messungen vorgenommen wurde.

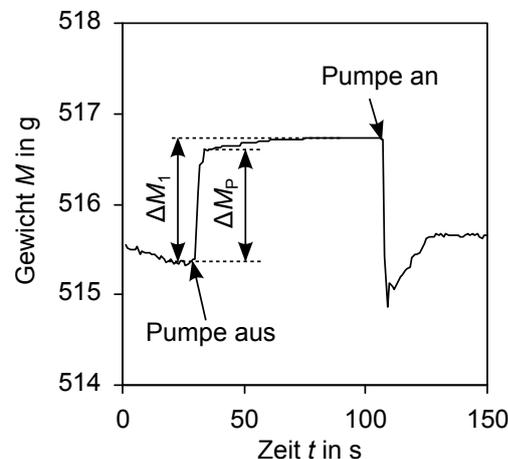


Abb. 3.11: Sprungantwort des Vorlagebehältergewichts bei An- und Abschalten des Flüssigkeitskreislaufs.

3.5.5 Druckverlust

Der Druckverlust über der Kanallänge wurde zwischen Kopf und Bodengefäß des Kanals gemessen. Es wurden jeweils drei Messungen zur Mittelwertbildung vorgenommen. Der gemessene Druckverlust wird hauptsächlich durch die Kanalwände sowie die Einzelwiderstände am Kopf und Boden des Kanals verursacht, während der Draht selbst nur einen geringen Anteil hat. Dennoch lässt sich eine Erhöhung des Druckverlusts bei Berieselung des Drahts gegenüber dem trockenen Zustand feststellen. Dies wird teilweise durch den verringerten Strömungsquerschnitt und die dadurch erhöhte effektive Gasgeschwindigkeit verursacht. Der verbleibende Anteil muss daher einer Erhöhung des Widerstandsbeiwerts aufgrund des Einflusses der Filmströmung zugeschrieben werden. Das Verhältnis der Widerstandsbeiwerte im trockenen und berieselten Zustand kann über folgende Gleichung ausgedrückt werden (s. [Abschnitt 3.7.2](#)):

$$\frac{\zeta_{K,f}}{\zeta_K} = \frac{\Delta p_{K,f}}{\Delta p_K} (1 - h_{f,K})^2 \frac{d_{hK,f}}{d_{h,K}}. \quad (3.12)$$

3.5.6 Gasseitiger Stofftransport

Die ermittelten Stoffübergangskoeffizienten sind über die Kanalhöhe gemittelte Werte. Da das Verhältnis der Höhe zur Breite des Kanals groß ist, wird davon ausgegangen, dass die ermittelten Werte für große Lauflängen gültig sind. Es wurden die Mittelwerte aus jeweils drei Messungen gebildet.

Der Molenstrom des verdunstenden Wassers (Index A) lässt sich über eine globale Bilanz über den gesamten Kanal berechnen:

$$\dot{N}_A = \dot{N}_{g,\text{ein}} \frac{y_{A,\text{aus}} - y_{A,\text{ein}}}{1 - y_{A,\text{aus}}}. \quad (3.13)$$

Der eintretende Gesamtstoffstrom wird dabei über das ideale Gasgesetz berechnet:

$$\dot{N}_{g,\text{ein}} = \frac{\dot{V}_{g,\text{ein}} p_{\text{ein}}}{RT_{g,\text{ein}}}. \quad (3.14)$$

Die Molanteile y_A von Wasser in der Luft am Ein- und Austritt des Kanals werden mit dem Taupunkt hygrometer bestimmt. Hierfür wird der Partialdruck p_A auf den vorherrschendem Druck im Messgerät p_{TP} bezogen:

$$y_A = \frac{p_A}{p_{\text{TP}}}. \quad (3.15)$$

Der Partialdruck p_A wird als Dampfdruck p_A^* bei der Taupunkttemperatur T_{TP} nach

den Gl. (3.2) und Gl. (3.3) berechnet.

Die Ermittlung des gaseitigen Stoffübergangskoeffizienten bei Verdunstung einer Flüssigkeit unter Annahme einseitiger Diffusion nach Gilliland und Sherwood (1934) ergibt:

$$\beta_g = \frac{\dot{N}_A R T_g}{A_{f,D} \Delta p_{A,\ln}} \frac{p_{BM}}{p}. \quad (3.16)$$

Dabei ist p_{BM} der Partialdruck der inerten Komponente (Luft) und lässt sich nach Gilliland und Sherwood (1934) wie folgt abschätzen:

$$p_{BM} = p - \frac{p_{A0,\text{ein}} + p_{A0,\text{aus}} + p_{A,\text{ein}} + p_{A,\text{aus}}}{4}. \quad (3.17)$$

Die treibende Konzentrationsdifferenz für den Stofftransport lässt sich über die logarithmische Partialdruckdifferenz angeben:

$$\Delta p_{A,\ln} = \frac{(p_{A0} - p_A)_{\text{ein}} - (p_{A0} - p_A)_{\text{aus}}}{\ln \frac{(p_{A0} - p_A)_{\text{ein}}}{(p_{A0} - p_A)_{\text{aus}}}}. \quad (3.18)$$

Die Partialdrücke p_{A0} an der Phasengrenze entsprechen den Sättigungsdampfdrücken p_A^* bei gegebener Temperatur und werden nach Gl. (3.2) berechnet.

3.5.7 Flüssigkeitsseitiger Stofftransport

Der flüssigkeitsseitige Stofftransport wurde über die Desorption von CO_2 aus Wasser in Luft bestimmt. Es wurden die über die Lauflänge gemittelten Stoffübergangskoeffizienten ermittelt. Zur Mittelwertbildung wurden jeweils drei Messungen durchgeführt. Die Flüssigkeit wurde nicht in einem Kreislauf geführt, sondern aus einem Vorlagebehälter gepumpt und in einen Auffangbehälter geleitet. Das Wasser wurde vor einem Versuch mit CO_2 aus einer Gasflasche angereichert. Um eine vorzeitige Desorption des gelösten CO_2 zu verhindern, wurde ein 5 L Kunststoffbeutel als Vorlagebehälter verwendet, aus dem die Gasphase vollständig entfernt werden konnte. Zur Analyse der CO_2 -Konzentration in der Flüssigkeit wurden definierte Probenvolumina von 100 mL am Ein- und Austritt des Kanals mit einer Messpipette entnommen.

Die CO_2 -Konzentration in den Proben wurde bestimmt, indem das gelöste CO_2 in einer Waschflasche mit Luft gestrippt wurde. Das Spülgas wurde einem Gasanalysator (S710, Maihak GmbH, Deutschland) zugeführt. Dabei wurde der Gasmassenstrom \dot{M}_g mit einem Massendurchflussmessgerät gemessen (Red-y GSM, Vögtlin AG, CH) und zusammen mit der CO_2 -Konzentration zeitlich aufgezeichnet. Der Verlauf der CO_2 -Konzentration zeigt einen deutlichen Sprung (s. Abb. 3.12), wobei die Basislinie der natürlichen Konzentration von CO_2 in der Umgebungsluft entspricht (\bar{y}_{CO_2}). Die

Fläche zwischen Kurve und Basislinie entspricht der Menge an ausgestripptem CO_2 :

$$N_{\text{CO}_2, \text{strip}} = \int (y_{\text{CO}_2}(t) - \bar{y}_{\text{CO}_2}) \dot{N}_g dt \quad \text{mit} \quad \dot{N}_g = \frac{\dot{M}_g}{\bar{M}_g}. \quad (3.19)$$

Weil das Spülgas Luft einen Eingangsgehalt von CO_2 aufweist, kann das CO_2 in der

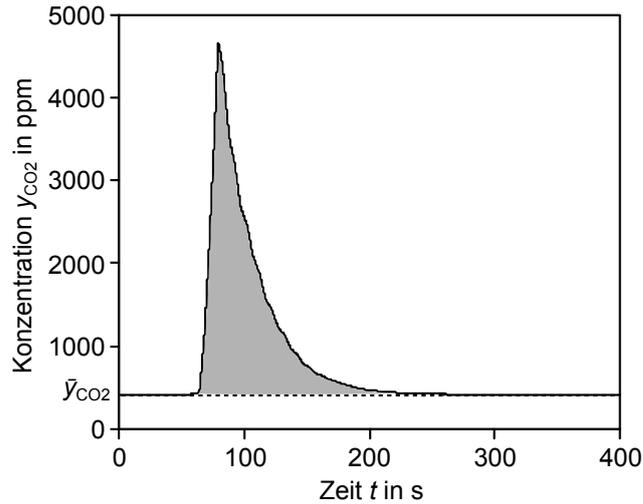


Abb. 3.12: Zeitlicher Verlauf der CO_2 -Konzentration im Spülgas bei der Bestimmung des Gehalts von CO_2 in einer Flüssigkeitsprobe.

Probe nur bis zur Gleichgewichtskonzentration ausgestrippt werden, welche durch das Henry'sche Gesetz beschrieben wird:

$$x_{\text{CO}_2}^* = \bar{y}_{\text{CO}_2} \frac{p}{H}. \quad (3.20)$$

Weil $x_{\text{CO}_2}^*$ relativ klein ist, kann die in der Probe verbleibende Menge an CO_2 bestimmt werden als

$$c_{\text{CO}_2}^* \approx x_{\text{CO}_2}^* \frac{\rho_f}{\bar{M}_f}. \quad (3.21)$$

Die mittlere Konzentration der Probe bestimmt sich zu

$$\bar{c}_{\text{CO}_2} = \frac{N_{\text{CO}_2, \text{strip}}}{V_{f, \text{Pr}}} + c_{\text{CO}_2}^*. \quad (3.22)$$

Der flüssigkeitsseitige Stoffübergangskoeffizient ergibt sich wie folgt:

$$\beta_f = \frac{\dot{V}_{f, D} (\bar{c}_{\text{CO}_2, \text{ein}} - \bar{c}_{\text{CO}_2, \text{aus}})}{A_{f, D} \Delta \bar{c}_{\text{CO}_2, \text{ln}}}. \quad (3.23)$$

Dabei wird die logarithmische Konzentrationsdifferenz mit

$$\bar{c}_{\text{CO}_2, \ln} = \frac{(\bar{c}_{\text{CO}_2} - c_{\text{CO}_2}^*)_{\text{ein}} - (\bar{c}_{\text{CO}_2} - c_{\text{CO}_2}^*)_{\text{aus}}}{\ln \frac{(\bar{c}_{\text{CO}_2} - c_{\text{CO}_2}^*)_{\text{ein}}}{(\bar{c}_{\text{CO}_2} - c_{\text{CO}_2}^*)_{\text{aus}}}} \quad (3.24)$$

berechnet. Die Gleichgewichtskonzentrationen $c_{\text{CO}_2}^*$ in der Flüssigkeit an der Phasengrenze am Ein- und Ausgang des Kanals werden mit dem Henry'schen Gesetz aus den korrespondierenden mittleren CO_2 -Konzentrationen in der Gasphase bestimmt (Gl. (3.5)), welche in direkter Weise mit dem Gasanalysator gemessen werden können. Es wird dabei davon ausgegangen, dass der Stofftransportwiderstand ausschließlich in der Flüssigphase vorliegt (s. Abb. 3.13).

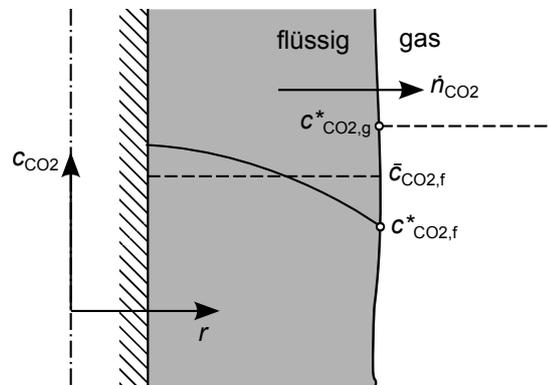


Abb. 3.13: Schematische Darstellung des Konzentrationsprofils im Film bei der Desorption von CO_2 aus Wasser.

3.6 Abschätzung der Filmoberfläche

Die für den Stoffübergang wirksame Phasengrenzfläche ist die effektive Filmoberfläche, die aus den Daten der lokalen Filmdicke δ_f und der Perlengeschwindigkeit \bar{w}_{Perl} abgeschätzt wird. Um die Veränderung des Filmprofils mit der Lauflänge zu berücksichtigen, werden die Daten der Messungen bei verschiedenen Lauflängen gemittelt.

3.6.1 Zylindrischer Draht

Die zeitlich aufgelösten Daten der Filmdicke werden über die Perlengeschwindigkeit in einen örtlichen Verlauf der Filmdicke überführt. Unter der Annahme von Rotationssymmetrie lassen sich damit Volumenkörper bilden, welche die Form von Kegelstümpfen

mit Durchgangsbohrung haben (s. Abb. 3.14).

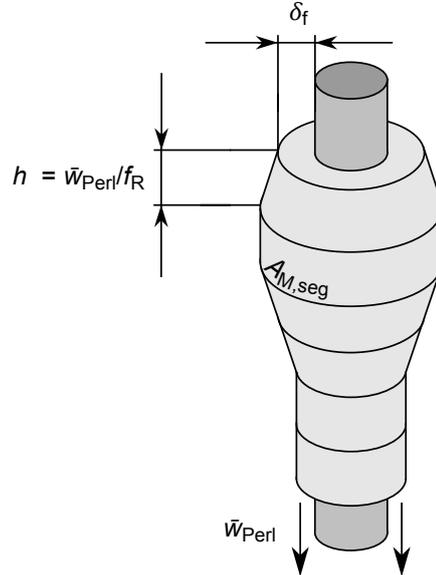


Abb. 3.14: Modellierung des Films am zylindrischen Draht mit rotationssymmetrischen Volumensegmenten.

Das Volumen dieser Segmente berechnet sich zu:

$$V_{\text{seg}} = \frac{\pi h}{3} (R_1^2 + R_1 R_2 + R_2^2) - \frac{\pi}{4} d_D^2 h. \quad (3.25)$$

Die Mantelfläche der Segmente ist:

$$A_{M,\text{seg}} = \pi m (R_1 + R_2) \quad \text{mit} \quad m = \sqrt{h^2 + (R_2 - R_1)^2}. \quad (3.26)$$

Dabei berechnet sich die Höhe h des Segments aus der Geschwindigkeit der Perlen \bar{w}_{Perl} und der Aufnahmefrequenz der Daten der Filmdicke f_R :

$$h = \frac{\bar{w}_{\text{Perl}}}{f_R}. \quad (3.27)$$

Der spezifische Hold-up berechnet sich aus dem Gesamtvolumen der Segmente, welches auf jene Distanz bezogen wird, welche die Perlen während der Aufnahmedauer t_R zurücklegen:

$$HU_{f,D} = \frac{\frac{\pi \cdot h}{3} \sum_{i=1}^N (R_i^2 + R_i \cdot R_{i+1} + R_{i+1}^2 - \frac{3}{4} d_D^2)}{\bar{w}_{\text{Perl}} \cdot t_R}. \quad (3.28)$$

Analog dazu wird die spezifische Filmoberfläche über die Aufsummierung der Mantel-

flächen der Segmente berechnet:

$$\tilde{a}_{f,D} = \frac{\sum_{i=1}^N \pi \cdot m \cdot (R_i + R_{i+1})}{\bar{w}_{\text{Perl}} \cdot t_R} \quad \text{mit} \quad m = \sqrt{(R_i - R_{i+1})^2 + h^2}. \quad (3.29)$$

Des Weiteren können mit diesem Modell die mittlere Filmdicke $\bar{\delta}_{f,D}$ und die mittlere Filmgeschwindigkeit $\bar{w}_{f,D}$ berechnet werden:

$$\bar{\delta}_{f,D} = \sqrt{\frac{HU_{f,D}}{\pi} + \left(\frac{d_D}{2}\right)^2} - \frac{d_D}{2}, \quad (3.30)$$

$$\bar{w}_{f,D} = \frac{\dot{V}_{f,D}}{HU_{f,D}}. \quad (3.31)$$

3.6.2 Ketten

Aufgrund der komplexen Geometrie der Drahtketten lässt sich keine lokale Filmdicke in solch eindeutiger Weise wie bei dem zylindrischen Draht angeben. Zur Abschätzung der Filmoberfläche und des Hold-up wurde deshalb die Ausdehnung des Films an ausgewählten Positionen der Kettenglieder gemessen (s. [Abb. 3.15](#)). Die Filmgeometrie wurde über geometrische Grundkörper individuell für die verschiedenen Ketten angenähert. Eine mittlere Filmdicke lässt sich angeben als

$$\bar{\delta}_{f,D} = \frac{HU_{f,D}}{\tilde{a}_D}. \quad (3.32)$$

Uhrkette

Bei der Uhrkette wird die Filmgeometrie über Ellipsoide angenähert, die in den einzelnen Kettengliedern positioniert sind. Dabei werden Höhe und Breite des Ellipsoids durch die Kettenabmessungen festgelegt, während die Dicke durch die Breite des Flüssigkeitsfilms gegeben wird. Die Oberfläche eines Ellipsoids kann mit der Formel von [Thomsen \(2004\)](#) angenähert werden, wobei a, b, c die Halbachsen bezeichnen:

$$A_{\text{ell}} = 4\pi \left(\frac{(ab)^{1,6}(ac)^{1,6}(bc)^{1,6}}{3} \right)^{0,625}. \quad (3.33)$$

Das Volumen ergibt sich aus

$$V_{\text{ell}} = \frac{4}{3}\pi abc. \quad (3.34)$$

Indem man die Oberflächen der Ellipsoide addiert und die gesamte Oberfläche auf die

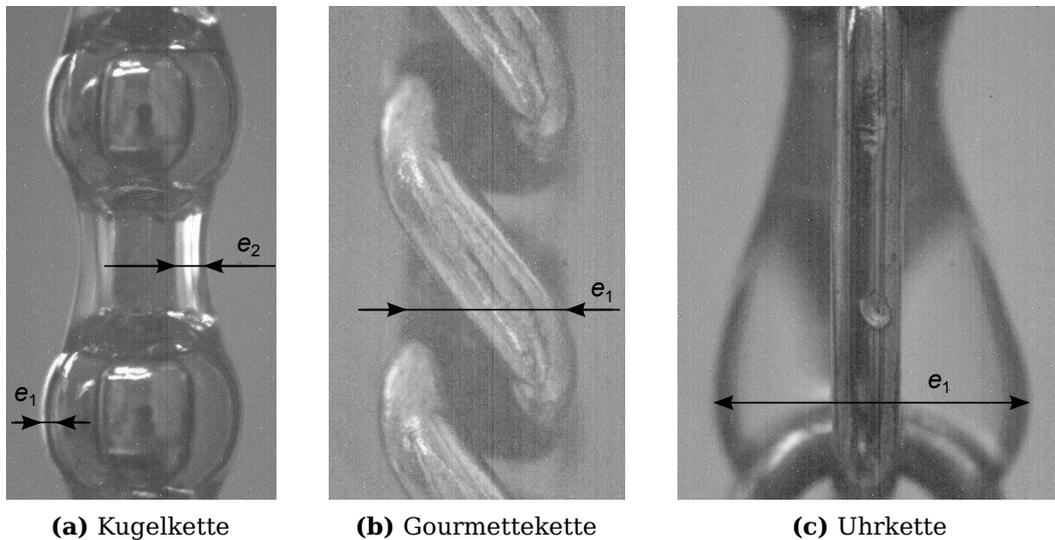


Abb. 3.15: Festgelegte Abmessungen des Flüssigkeitsfilms an den verschiedenen Drahtketten.

Länge der Kette bezieht, erhält man als spezifische Filmoberfläche:

$$\tilde{a}_{f,D} = 4\pi \left[\frac{\left(\frac{l_1}{2} \frac{l_2}{2}\right)^{1,6} \left(\frac{l_1}{2} \frac{e_1}{2}\right)^{1,6} \left(\frac{l_2}{2} \frac{e_1}{2}\right)^{1,6}}{3} \right]^{0,625} \frac{N_{KG}}{L_D} \quad \text{mit} \quad N_{KG} = \frac{L_D}{l_1}. \quad (3.35)$$

Der spezifische Hold-up der Flüssigkeit wird als die Summe der Einzelvolumina der Ellipsoide abzüglich des Kettenvolumens berechnet und auf die Kettenlänge bezogen.

$$HU_{f,D} = \frac{4}{3}\pi \frac{l_1}{2} \frac{l_2}{2} \frac{e_1}{2} \frac{N_{KG}}{L_D} - A_{q,D}. \quad (3.36)$$

Bei der Kugelkette überströmt der Film die Kugeln gleichmäßig. Es wird die Annahme getroffen, dass der Film als rotationssymmetrischer Körper mit sinusförmig eingeschnürter Oberfläche betrachtet werden kann. Das Oberflächenprofil folgt also der Sinusfunktion

Kugelkette

$$f(x) = A \sin(Cx) + D, \quad (3.37)$$

wobei die Amplitude A und der Versatz D durch die Filmabmessungen gegeben sind

und die Periodenlänge C der Länge eines Kettenglieds l_1 entspricht:

$$A = \frac{e_1 - e_2}{4}, \quad D = \frac{e_1 + e_2}{4} \quad \text{und} \quad C = \frac{2\pi}{l_1}. \quad (3.38)$$

Die Mantelfläche eines Drehkörpers, dessen Profil durch eine Funktion gegeben ist, kann gemäß Guldins Regel berechnet werden, indem man die Bogenlänge des Profils mit der Bogenlänge des Wegs des Schwerpunktes dieser Linie multipliziert. Die Bogenlänge der Sinusfunktion wird abgeschätzt, indem das arithmetische Mittel der Länge zweier umschreibender Polygone herangezogen wird:

$$L_{\sin} = \frac{1}{2} \left[4\sqrt{\left(\frac{l_1}{8}\right)^2 + \left(\frac{e_1 - e_2}{4}\right)^2} + 2\frac{l_1}{4} + 4\sqrt{\left(\frac{l_1}{4}\right)^2 + \left(\frac{e_1 - e_2}{4}\right)^2} \right]. \quad (3.39)$$

Demnach wird die spezifische Filmoberfläche berechnet als

$$\tilde{a}_{f,D} = 2\pi D L_{\sin} \frac{1}{l_1}, \quad (3.40)$$

sowie der spezifische Hold-up als Gesamtvolumen abzüglich des Kettenvolumens bezogen auf die Länge (Herleitung des Gesamtvolumens in Anhang A):

$$HU_{f,D} = \left[\underbrace{\pi \left(\frac{A^2 l_1}{2} + D^2 l_1 \right)}_{\text{Gesamtvolumen}} - \underbrace{\left(\frac{\pi}{6} d_1^3 + \frac{\pi}{4} d_D^2 (l_1 - d_D) \right)}_{\text{Kettenvolumen}} \right] \frac{1}{l_1}. \quad (3.41)$$

Gourmettekette

Der Film, der sich bei der Gourmettekette ausbildet, ist frei von Einschnürungen oder bewegten Perlen. Deshalb wurde die Filmgeometrie als Zylinder mit elliptischer Grundfläche angenähert. Eine Achse der Ellipse entspricht der gemessenen Filmdimension e_1 , die zweite Achse ist durch die Breite der Kette l_2 gegeben. Die spezifische Filmoberfläche ist demnach gegeben durch den Umfang der Ellipse:

$$\tilde{a}_{f,D} = \pi \sqrt{2 \left[\left(\frac{e_1}{2}\right)^2 + \left(\frac{l_1}{2}\right)^2 \right]}. \quad (3.42)$$

Der spezifische Hold-up berechnet sich wie bei den anderen Ketten als Gesamtvolumen abzüglich des Kettenvolumens, bezogen auf die Drahtlänge:

$$HU_{f,D} = \pi \frac{l_1}{2} \frac{e_1}{2} - A_{q,D}. \quad (3.43)$$

3.7 Vorausberechnung der Charakteristik einer Drahtbündelpackung

Für technische Anwendungen der Drahtbündelpackung sind wesentlich höhere spezifische Filmoberflächen notwendig, als sie in der Versuchsanlage mit den Einzeldrähten vorliegen. Hierfür müssen die parallelen Drähte eine gewisse Packungsdichte aufweisen. Da vermieden werden sollte, dass sich benachbarte Filme berühren, scheint ein Abstand der Drähte von 4 mm bis 5 mm angemessen zu sein. Tab. 3.5 zeigt die Eigenschaften von Drahtbündelpackungen für verschiedene Drahtabstände und unterschiedliche Teilungen.

Bei einem Vergleich der getesteten Kanalgeometrie (K) und der Drahtbündelpackung (P) stellt man fest, dass sich aufgrund des unterschiedlichen Lückengrads bei gleichem Gasbelastungsfaktor verschiedene effektive Gasgeschwindigkeiten \bar{w}_g ergeben. Aufgrund der höheren Packungsdichte der Drahtbündelpackung ruft die gleiche Umfangsbelastung der Drähte einen höheren Flüssigkeitsinhalt bezogen auf das Volumen der Packung hervor. Durch die geringere freie Querschnittsfläche für die Gasströmung erhöht sich die effektive Gasgeschwindigkeit zusätzlich gegenüber dem Kanal. Dies lässt sich folgendermaßen erfassen:

$$\bar{w}_{g,K} = \frac{v_g}{\varepsilon_K(1 - h_{f,K})}, \quad \bar{w}_{g,P} = \frac{v_g}{\varepsilon_P(1 - h_{f,P})}. \quad (3.44)$$

Dabei ist die jeweilige Flüssigkeitsfüllzahl

$$h_{f,K} = \frac{HU_{f,D}}{\varepsilon_K A_{q,K}}, \quad h_{f,P} = \frac{HU_{f,D}}{\varepsilon_P} z_P \quad (3.45)$$

und der Lückengrad

$$\varepsilon_K = \frac{A_{q,K} - A_{q,D}}{A_{q,K}}, \quad \varepsilon_P = 1 - A_{q,D} z_P. \quad (3.46)$$

Die Packungsdichte der Drähte lässt sich mit dem Abstand der Drähte s_P berechnen:

$$z_P = \frac{1}{s_{P,quad}^2} \quad \text{quadratische Anordnung}, \quad (3.47)$$

$$z_P = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{1}{s_{P,hex}^2} \quad \text{hexagonale Anordnung}. \quad (3.48)$$

Der hydraulische Durchmesser von Kanal und Packung im trockenen Zustand ist

jeweils:

$$d_{h,K} = 4 \frac{b_K^2 \varepsilon_K}{4b_K + \tilde{a}_D} \quad \text{und} \quad d_{h,P} = 4 \frac{\varepsilon_P}{\tilde{a}_D z_P}. \quad (3.49)$$

Im benetzten Zustand berechnet sich der hydraulische Durchmesser für Kanal und Packung als

$$d_{h,K,f} = 4 \frac{b_K^2 \varepsilon_K (1 - h_{f,K})}{4b_K + \tilde{a}_{f,D}} \quad \text{und} \quad d_{h,P,f} = 4 \frac{\varepsilon_P (1 - h_{f,P})}{\tilde{a}_{f,D} z_P}. \quad (3.50)$$

Setzt man für Kanal und Packung gleiche mittlere effektive Gasgeschwindigkeiten voraus, erhält man für die korrigierte Leerrohrgeschwindigkeit der Packung:

$$v_{g,P} = v_{g,K} \frac{b_K^2 (s_P^2 - A_{q,D} - HU_{f,D})}{s_P^2 (b_K^2 - A_{q,D} - HU_{f,D})} \quad \text{bzw.} \quad v_{g,P} = v_{g,K} \frac{\varepsilon_P (1 - h_{f,P})}{\varepsilon_K (1 - h_{f,K})}. \quad (3.51)$$

Mit der auf die Länge bezogenen Drahtoberfläche \tilde{a}_D (entspricht dem Umfang beim zylindrischen Draht) und der Packungsdichte z_P lässt sich die spezifische trockene Packungsoberfläche berechnen:

$$a_P = \frac{A_P}{V_{P,ges}} = \frac{A_D \cdot N_D}{L_D \cdot A_q} = \tilde{a}_D \cdot z_P. \quad (3.52)$$

Entsprechend berechnet sich die spezifische Filmoberfläche in der Packung als

$$a_{f,P} = \tilde{a}_{f,D} \cdot z_P. \quad (3.53)$$

Die Flüssigkeitsbelastung der Packung berechnet sich aus den Einzelbelastungen der Drähte:

$$v_{f,P} = \dot{V}_{f,D} \cdot z_P. \quad (3.54)$$

Tab. 3.5: Eigenschaften von Drahtbündelpackungen mit zylindrischen Drähten unterschiedlicher Abstände und Teilungen ($d_D = 1$ mm).

$s_{P,quad}$ in mm	$s_{P,hex}$ in mm	ε_P	z_P in $1/m^2$	a_P in m^2/m^3
5,0	5,4	0,97	40 000	126
4,0	4,3	0,95	62 500	196
3,7	4,0	0,94	72 168	227

3.7.1 Druckverlust eines axial angeströmten Drahtbündels

Der trockene spezifische Druckverlust eines axial angeströmten Drahtbündels lässt sich nach [Rehme \(1973\)](#) wie folgt berechnen:

$$\frac{\Delta p}{\Delta z} = \zeta \frac{\rho_g}{2} \bar{w}_g^2 \frac{1}{d_h} \quad (3.55)$$

Der Widerstandsbeiwert berechnet sich dabei über

$$\sqrt{\left(\frac{8}{\zeta}\right)} = A \left[2,5 \ln Re_g \sqrt{\left(\frac{\zeta}{8}\right)} + 5,5 \right] - G^* \quad (3.56)$$

A and G^* sind geometrische Faktoren, die u.a. den Wandabstand berücksichtigen. Bei unendlicher Ausdehnung werden sind diese:

$$A = 1, \quad G^* = \frac{3,966 + 1,25x}{1 + x} + 2,5 \ln 2(1 + x). \quad (3.57)$$

Der sogenannte Ringzonenparameter x hängt von der Packungsanordnung sowie dem Drahtdurchmesser und -abstand ab.

$$x = \frac{s_P}{d_D} \sqrt{\frac{2\sqrt{3}}{\pi}} \quad (\text{hex. Anordnung}), \quad x = \frac{s_P}{d_D} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \quad (\text{quad. Anordnung}). \quad (3.58)$$

3.7.2 Abschätzung des Druckverlustes in der Drahtbündelpackung

Für die trockene bzw. berieselte Drahtbündelpackung kann der spezifische Druckverlust berechnet werden als

$$\left(\frac{\Delta p}{H_P}\right)_P = \zeta_P \frac{\rho_g}{2} \bar{w}_g^2 \frac{1}{d_{h,P}} \quad \text{bzw.} \quad \left(\frac{\Delta p}{H_P}\right)_{P,f} = \zeta_{P,f} \frac{\rho_g}{2} \bar{w}_{g,f}^2 \frac{1}{d_{h,P,f}} \quad (3.59)$$

Dabei kann die effektive Gasgeschwindigkeit im berieselten Zustand berechnet werden:

$$\bar{w}_{g,f} = \bar{w}_g \frac{1}{1 - h_f} \quad (3.60)$$

Dieser allgemeine Ausdruck unterscheidet sich von der Annahme von [Buchanan \(1969\)](#) $\bar{w}_{g,f} = \bar{w}_g d_h^2 / d_{h,f}^2$, welche nur für geschlossenwandige Strömungskanäle gültig ist. Indem man benetzten und trockenen spezifischen Druckverlust dividiert, erhält

man mit Gl. (3.60):

$$\frac{\Delta p_f}{\Delta p} = \frac{\zeta_{P,f}}{\zeta_P} \frac{1}{(1 - h_f)^2} \frac{d_{h,P}}{d_{h,P,f}}. \quad (3.61)$$

Die Flüssigkeitsfüllzahlen werden nach Gl. (3.45), die hydraulischen Durchmesser nach Gl. (3.49) und Gl. (3.50) eingesetzt. So lässt sich der spezifische Druckverlust bei Berieselung darstellen als

$$\left(\frac{\Delta p}{H_P} \right)_{P,f} = \frac{\zeta_{P,f}}{\zeta_P} \frac{1}{(1 - h_{f,P})^2} \frac{d_{h,P}}{d_{h,P,f}} \left(\frac{\Delta p}{H_P} \right)_P, \quad (3.62)$$

bzw.

$$\left(\frac{\Delta p}{H_P} \right)_{P,f} = \frac{\zeta_{P,f}}{\zeta_P} \frac{1}{(1 - h_{f,P})^3} \frac{a_{f,P}}{a_P} \left(\frac{\Delta p}{H_P} \right)_P, \quad (3.63)$$

was im Ergebnis mit dem Modell von Billet und Schultes (1991) übereinstimmt. Der Quotient der Widerstandsbeiwerte $\zeta_{P,f}/\zeta_P$ wird hier ersetzt durch $\zeta_{K,f}/\zeta_K$, welcher nach Gl. (3.12) aus den Untersuchungen des Druckverlusts im Kanal erhalten wurde. Der trockene spezifische Druckverlust der Packung $(\Delta p/H_P)_P$ wird nach Abschnitt 3.7.1 bestimmt.

3.7.3 Abschätzung der Trennleistung einer Drahtbündelpackung

Bei der Abschätzung der Trennleistung einer Drahtbündelpackung wird analog zu Abschnitt 2.3.4 vorgegangen. Bezieht man den gasseitigen Stoffübergangskoeffizienten rechnerisch auf die trockene Drahtoberfläche, lässt sich Gl. (2.91) schreiben als

$$HTU_g = \frac{v_g}{\beta_{g,tr} a_P} = \frac{v_g}{\beta_{g,tr} \tilde{a}_D z_P}. \quad (3.64)$$

Die Höhe einer gasseitigen Übergangseinheit ist dabei abhängig von der gewählten Packungsdichte z_P .

Aus der Stoffbilanz an einem differenziellen Höhenelement des Films an einem Draht ergibt sich für die Höhe einer flüssigkeitsseitigen Übergangseinheit:

$$HTU_f = \frac{\dot{N}_{f,ges}}{\beta_f c_f \underbrace{\tilde{a}_{f,D} z_P}_{a_{f,P}} A_q} = \frac{\dot{V}_{f,D} N_D c_f}{\beta_f c_f \tilde{a}_{f,D} z_P A_q} = \frac{\dot{V}_{f,D}}{\beta_f \tilde{a}_{f,D}}. \quad (3.65)$$

Der obige Ausdruck ist unabhängig von der Packungsdichte. Bezieht man den flüssigkeitsseitigen Stoffübergangskoeffizienten auf die trockene Drahtoberfläche, ergibt

sich:

$$HTU_f = \frac{\dot{V}_{f,D}}{\beta_{f,tr} \tilde{a}_D} = \frac{B_{f,D}}{\beta_{f,tr}}. \quad (3.66)$$

Bezogen auf die Flüssigkeitsbelastung der Packung erhält man:

$$HTU_f = \frac{v_{f,P}}{\beta_{f,tr} \underbrace{\tilde{a}_D z_P}_{a_P}} \quad \text{mit} \quad v_{f,P} = \dot{V}_{f,D} \cdot z_P. \quad (3.67)$$

4 Ergebnisse

Die in den Diagrammen angegebenen Fehlerbalken entsprechen der Standardabweichung der Messwerte um den Mittelwert, sofern es nicht anders angegeben wird.

4.1 Belastungsgrenzen

In **Abb. 4.1** sind die Belastungsgrenzen des zylindrischen Drahts für verschiedene Flüssigkeiten dargestellt. Es zeigt sich, dass die Flutgrenzen deutlich höher sind als jene, die bei üblichen strukturierten Packungen gemessen werden ($F < 5 \text{ Pa}^{0,5}$). Die Gasbelastung am Flutpunkt nimmt mit zunehmender Flüssigkeitsbelastung aufgrund eines steigenden Flüssigkeitsinhalts erwartungsgemäß ab. Bei Ethanol und Paraffinöl wird ein Zerreißen der Perlen beobachtet, welches nicht unmittelbar zum Fluten des Kanals führt. Die entstehenden Tröpfchen werden entweder vom Luftstrom mitgerissen oder an die Kanalwände geschleudert, an denen sie nach unten abfließen. Bei

Stoffeigenschaften

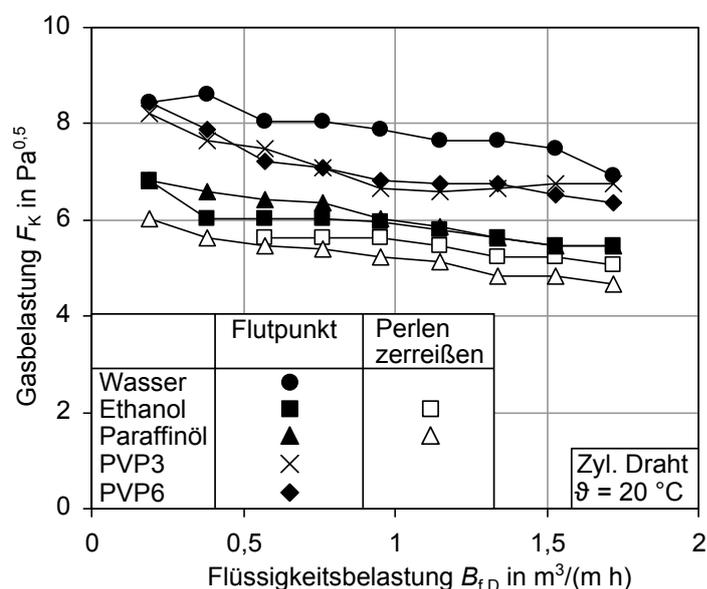


Abb. 4.1: Belastungsgrenzen des zylindrischen Drahts für verschiedene Flüssigkeiten (Fehlerbalken nicht dargestellt).

Wasser und den PVP-Lösungen wird dieses Phänomen nicht beobachtet, der Zerfall von Perlen führt bei diesen Flüssigkeiten unmittelbar zum Fluten des Kanals.

Die Flutgrenzen von Wasser und den PVP-Lösungen liegen deutlich höher als jene von Ethanol und Paraffinöl. Diese Beobachtungen lassen sich durch eine Stabilisierung des Films aufgrund der jeweils höheren Oberflächenspannung erklären (s. Tab. 3.2). Eine höhere Viskosität der Flüssigkeit bewirkt zudem eine Erhöhung des Flüssigkeitsinhalts. Aufgrund des geringeren Strömungsquerschnitts für die Gasströmung wird dadurch die Flutgrenze bereits bei niedrigeren Gasbelastungen erreicht.

Draht-
geometrien

In Abb. 4.2 sind die Belastungsgrenzen verschiedener Drahtgeometrien für das Stoffsystem Wasser/Luft abgebildet. Im Vergleich zum zylindrischen Draht zeigt die Gourmettekette deutlich höhere Gasbelastungen am Flutpunkt. Dies ist auf den glatten Flüssigkeitsfilm ohne Perlenbildung zurückzuführen, der einen geringen Strömungswiderstand in der Gasströmung aufweist. Dadurch werden die zum Fluten erforderlichen Scherkräfte an der Filmoberfläche erst bei höheren Gasbelastungen erreicht. Auffällig ist der starke Anstieg der Flutgrenze bei geringen Flüssigkeitsbelastungen bis zu einem Höchstwert bei 10 mL/min. Unterhalb dieses Wertes erfolgt die Flüssigkeitsaufnahme tropfenförmig. Die Tropfen werden dabei direkt an der Aufgabestelle von der Gasströmung mitgerissen und somit das Fluten des Kanals eingeleitet. Die Flutgrenzen der Uhr- und Kugelkette sind hingegen vergleichbar mit jenen des zylindrischen Drahts, weil sich wie bei diesem Perlen ausbilden.

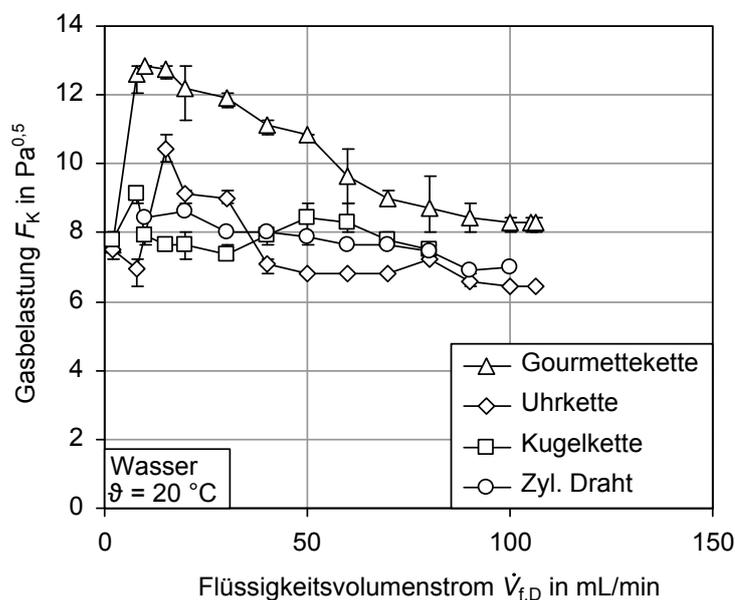


Abb. 4.2: Flutgrenzen der verschiedenen Drahtgeometrien.

Drahtbündel

Abb. 4.3 zeigt den Vergleich der Flutgrenze eines einzelnen zylindrischen Drahts

und der des Drahtbündels. Dabei muss berücksichtigt werden, dass die freie Querschnittsfläche des Kanals für die Gasströmung beim Drahtbündel geringer ist. Dies wird sowohl durch den geringeren Lückengrad als auch den höheren Flüssigkeitsinhalt im Kanal verursacht. Nimmt man an, dass die Flutgrenze bei der gleichen effektiven mittleren Gasgeschwindigkeit erreicht wird, muss die korrespondierende Gasleerrohrgeschwindigkeit bzw. der Gasbelastungsfaktor F_K beim Drahtbündel geringer sein. Die Belastungsgrenzen des Drahtbündels lassen sich aus den Daten des Einzeldrahts mit Gl. (3.51) vorhersagen und sind in Abb. 4.3 zusätzlich eingetragen. Man erkennt, dass die gemessenen Belastungsgrenzen des Drahtbündels niedriger sind als vorhergesagt. Dies lässt sich dadurch erklären, dass die Strömungswege aufgrund der Nähe der Perlen an benachbarten Drähten stärker gewunden sind und somit lokal höhere Gasgeschwindigkeiten auftreten können. Dennoch sind die erreichten Flutgrenzen deutlich höher als bei üblichen strukturierten Packungen.

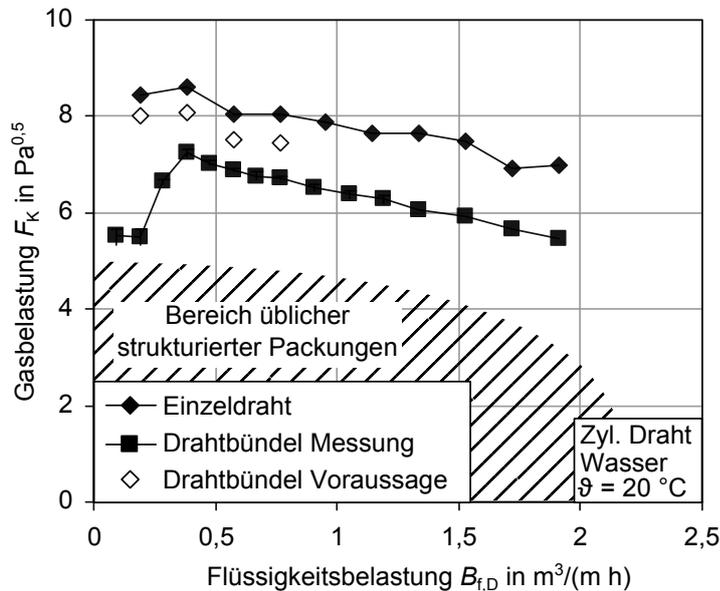


Abb. 4.3: Vergleich der Flutgrenze des Drahtbündels mit der des Einzeldrahts.

Beim Drahtbündel zeigt sich auch der Einfluss der Flüssigkeitsaufgabe stärker als beim Einzeldraht, weil die an den Flüssigkeitsröhrchen auftretenden Tropfen eine deutliche Verringerung der freien Querschnittsfläche hervorrufen und die Flutgrenze herabsetzen (s. Abb. 4.4). Der Flüssigkeitsverteiler einer Drahtbündelpackung sollte daher möglichst so gestaltet werden, dass eine tropfenförmige Flüssigkeitsaufgabe vermieden wird, da es andernfalls zu einer drastischen Verschlechterung der maximalen Gasbelastung bei geringen Flüssigkeitsbelastungen kommt.

Man kann aus den Ergebnissen erkennen, dass eine Drahtbündelpackung einen deutlich größeren Belastungsbereich als konventionelle Packungen aufweist. Dies

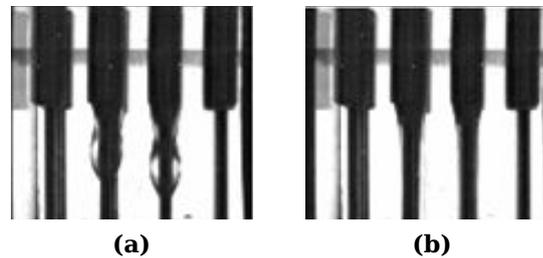


Abb. 4.4: Flüssigkeitsaufgabe auf das Drahtbündel (Wasser). (a): Tropfenförmige Flüssigkeitsaufgabe bei niedrigen Flüssigkeitsbelastungen; (b): Glatter Film bei höheren Flüssigkeitsbelastungen.

wirkt sich einerseits positiv auf die Regelbarkeit der Kolonne aus, andererseits kann die Kolonne unter Berücksichtigung der zu erfüllenden Trennaufgabe bei gleichem Gasdurchsatz mit einem geringeren Durchmesser ausgelegt werden.

4.2 Lokale Filmdicke

Abb. 4.5 zeigt die Auswirkung der Gasströmung auf die Form der Flüssigkeitsperlen. Ohne Gasgegenstrom hat die Perle die Form einer länglichen Strähne, die bei hoher Gasbelastung eine kompakte Form annimmt. Die Ursache sind der erhöhte Staudruck an der Stirnseite der Perle und der Unterdruck in Höhe des Äquators der Perle gemäß der Druckverhältnisse an umströmten Körpern.

Lauf­länge

Den Verlauf der lokalen Basis- und Perlenfilmdicke sowie der Perlenfrequenz in Abhängigkeit von der Gasbelastung bei verschiedenen Lauf­längen für das Stoffsystem Wasser/Luft zeigen die Abb. 4.6a–c. Die Basisfilmdicke zeigt keine Abhängigkeit von der Gasbelastung und ist unabhängig von der Lauf­länge. Im Gegensatz dazu steigt die Perlenfilmdicke mit zunehmender Gasbelastung deutlich an (s. auch Abb. 4.5). Bei einer Lauf­länge von 130 mm sind die Perlenfilmdicken etwas größer als bei höheren Lauf­längen. Die Perlenfrequenz nimmt mit zunehmender Gasbelastung ab, zeigt bei einer Lauf­länge von 130 mm aber nur leicht niedrigere Werte als bei größeren Lauf­längen. Die Verläufe bei einer Lauf­länge von 330 mm und 730 mm sind jedoch weitgehend übereinstimmend, so dass man daraus schließen kann, dass die Filmströmung bei der gegebenen Flüssigkeitsbelastung bereits ab einer Lauf­länge von 330 mm ausgebildet ist. Letztendlich ist jedoch zur Beurteilung der Ausbildung der Strömung noch eine Betrachtung der Perlengeschwindigkeit erforderlich (s. Abschnitt 4.3).

Flüssigkeitsbe-
lastung

Abb. 4.7a–c zeigen Basis- und Perlenfilmdicke sowie die Perlenfrequenz bei Variation der Flüssigkeitsbelastung für das Stoffsystem Wasser/Luft. Die Basisfilmdicke zeigt nur eine geringfügige Zunahme mit steigender Flüssigkeitsbelastung, wohingegen

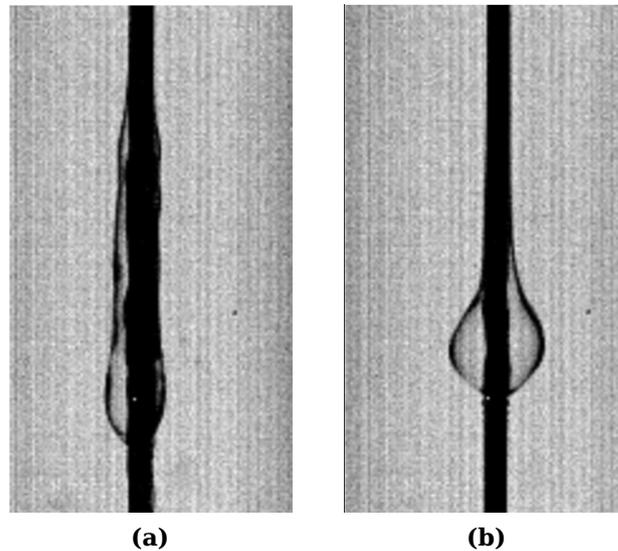


Abb. 4.5: Form der Flüssigkeitsperlen am zylindrischen Draht bei unterschiedlicher Gasbelastung (Ethanol, 20 °C). (a): $F_K = 0 \text{ Pa}^{0,5}$, (b): $F_K = 6,8 \text{ Pa}^{0,5}$.

die Perlenfilmdicke und die Perlenfrequenz deutlich ansteigen. Dies kann so interpretiert werden, dass mit steigender Flüssigkeitsbelastung ein zunehmender Anteil des Flüssigkeitsvolumens in den Perlen transportiert wird, wobei eine klare Trennung des Volumens der Perlen vom Basisfilm nicht vorgenommen werden kann. In den numerischen Simulationen von Duprat et al. (2009b) von regelmäßigen Perlen an einem zylindrischen Draht sind Zirkulationszonen innerhalb der Perlen zu erkennen, in denen ein Flüssigkeitsvolumen gewissermaßen eingeschlossen ist (s. Abb. 4.9). Die parallelen Stromlinien des Basisfilms verlaufen unterhalb der Zirkulationszone, wo sie aufgeweitet werden. Dies kann so interpretiert werden, dass die Perle nur die Zirkulationszone umfasst und der Basisfilm durch die überlaufende Perle beschleunigt wird. Betrachtet man eine Perle jedoch als Körper, der sich bis zum Draht erstreckt, und nimmt die Position eines mitbewegten Beobachters ein, tritt der Basisfilm in die Perle ein und verlässt diese nach einer gewissen Verweilzeit, wobei die Zirkulationszone wie eine Totvolumen wirkt. Bei unregelmäßiger Perlenfolge liegen komplexere Strömungsverhältnisse innerhalb der Perlen vor, vermutlich wird dadurch eine Vermischung von Basisfilm und Perlenvolumen gefördert.

In Abb. 4.8a–c sind die Basis- und Perlenfilmdicke sowie die Perlenfrequenz in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeiten dargestellt. Der Basisfilm zeigt eine deutliche Abhängigkeit von den Flüssigkeitseigenschaften. Aufgrund der höheren Viskosität hat Paraffinöl eine größere Basisfilmdicke als Ethanol

Stoffeigen-
schaften

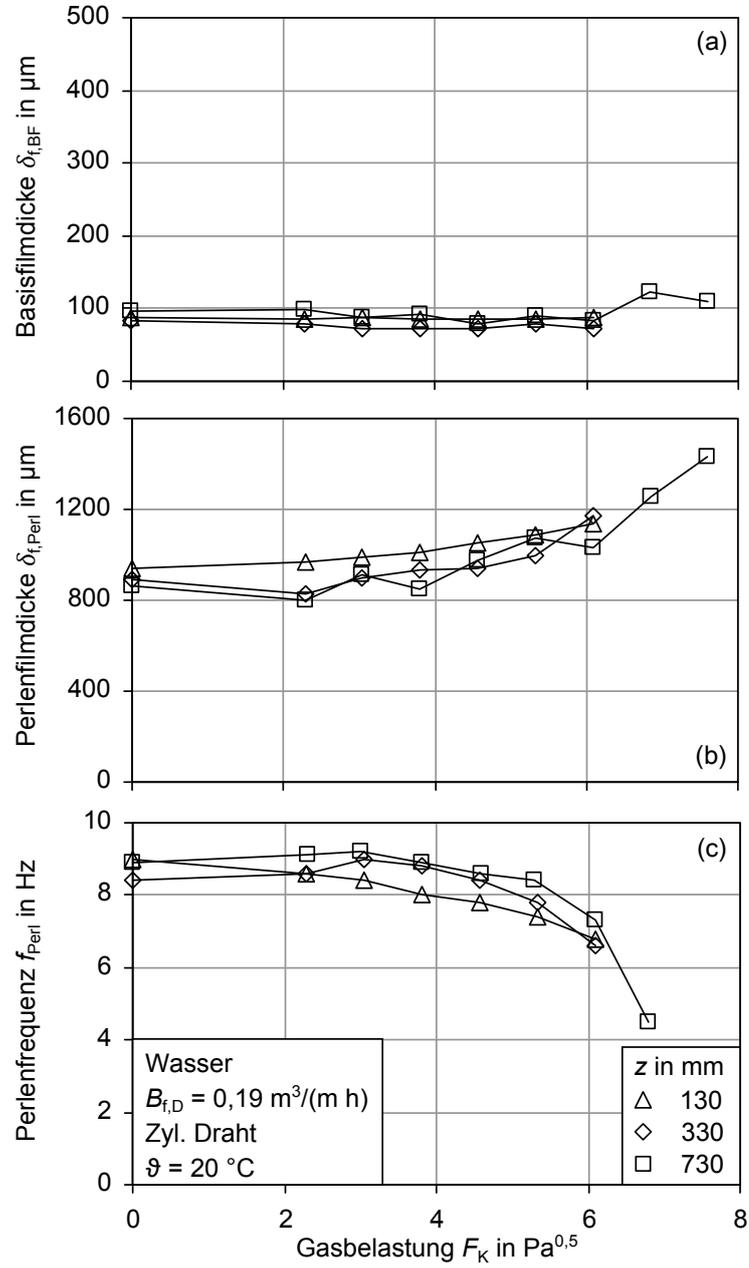


Abb. 4.6: Basisfilmdicke (a), Perlenfilmdicke (b) und Perlenfrequenz (c) am zylindrischen Draht in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Lauflängen.

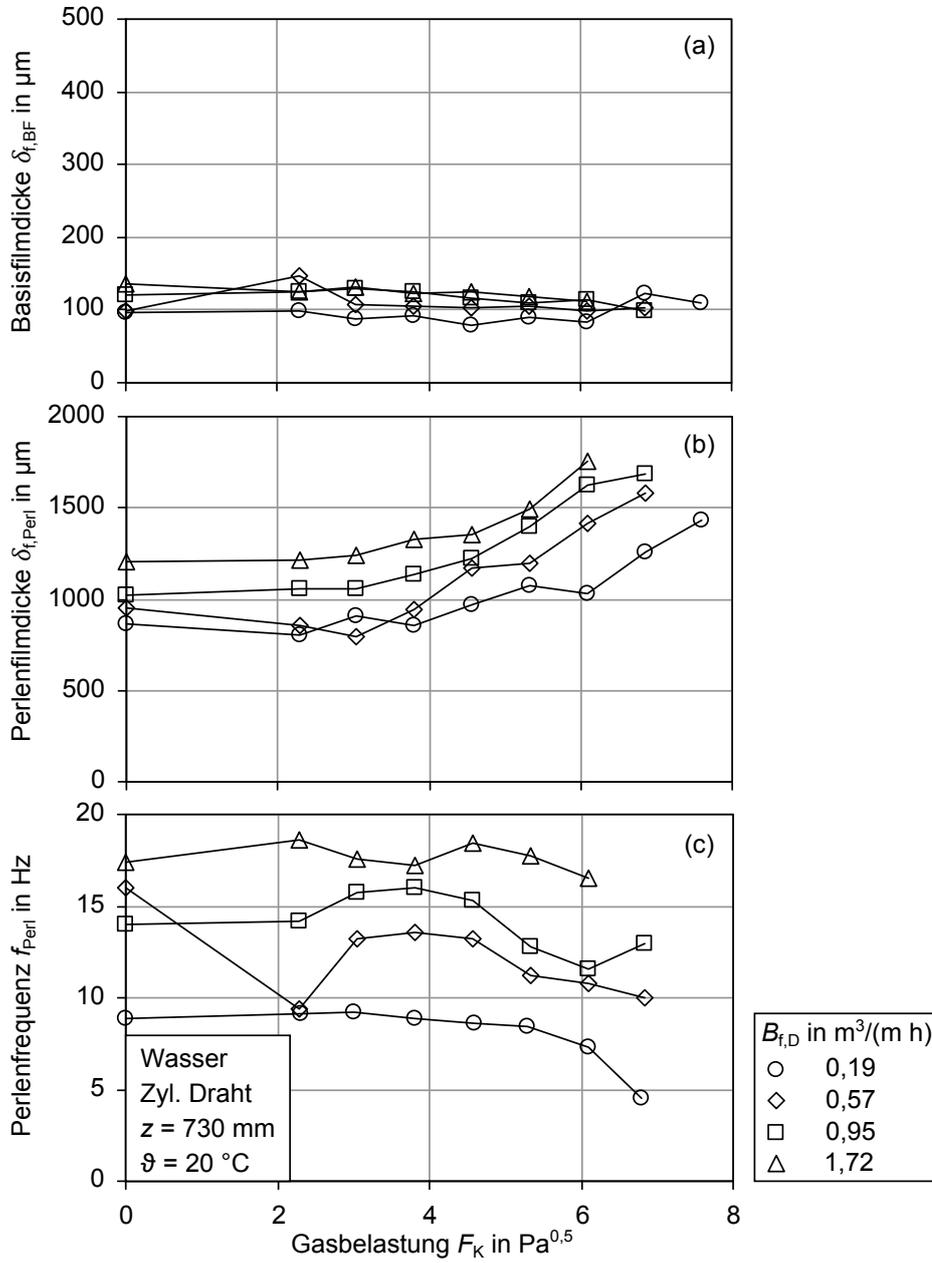


Abb. 4.7: Basisfilmdicke (a), Perlenfilmdicke (b) und Perlenfrequenz (c) am zylindrischen Draht in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeitsbelastungen.

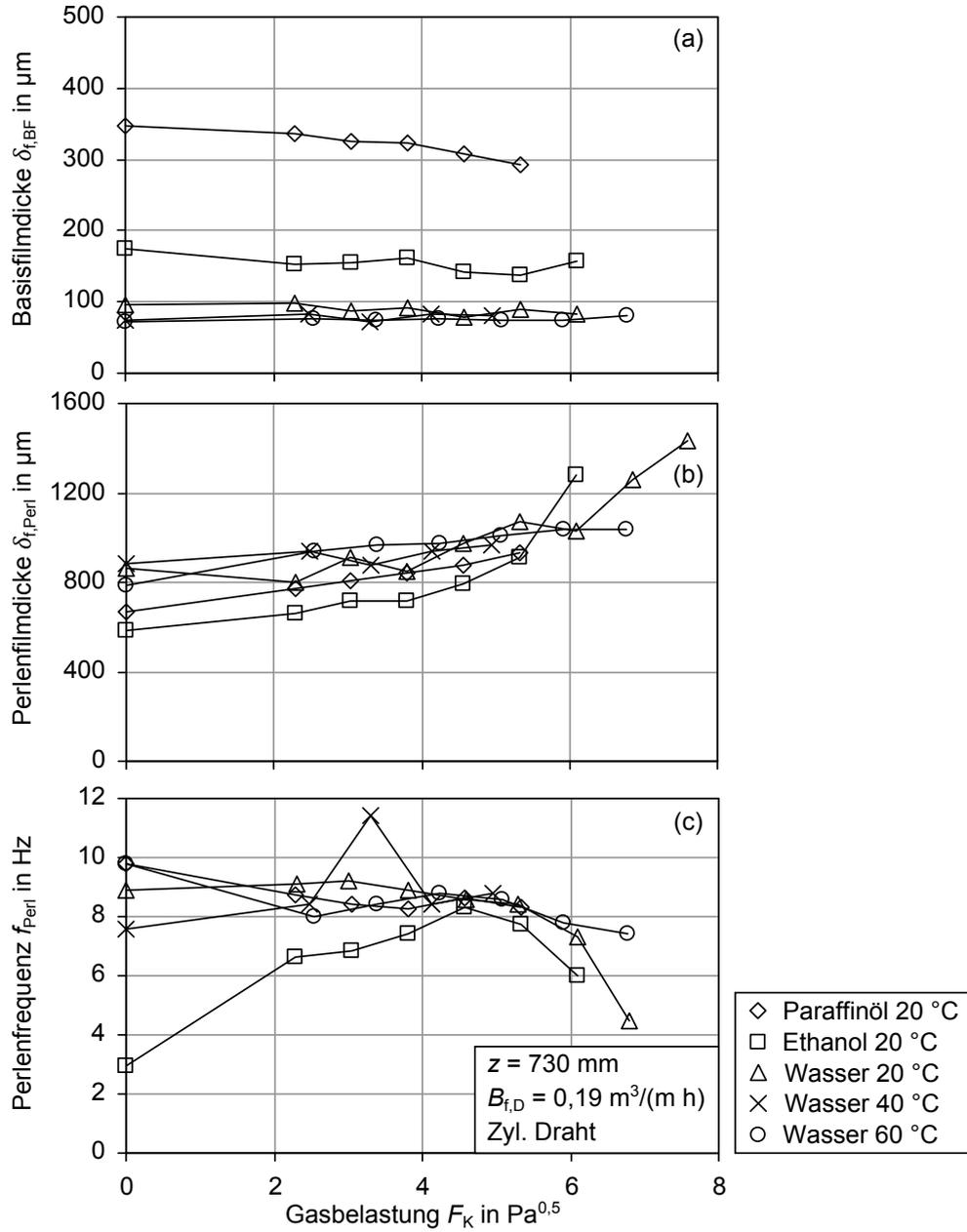


Abb. 4.8: Basisfilmdicke (a), Perlenfilmdicke (b) und Perlenfrequenz (c) am zylindrischen Draht in Abhängigkeit von der Gasbelastung für Paraffinöl, Ethanol und Wasser bei verschiedenen Temperaturen.

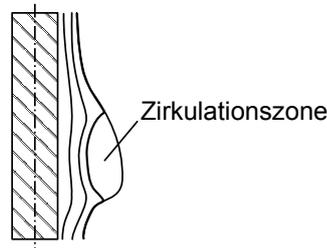


Abb. 4.9: Schematische Darstellung der Stromlinien in einer Perle mit Zirkulationszone (nach Duprat et al. (2009b)).

und Wasser. Allerdings zeigt Wasser die höchsten Werte der Perlenfilmdicke, was der hohen Oberflächenspannung zugeschrieben werden kann. Bei Paraffinöl und Ethanol ist die Oberflächenspannung niedriger. Dies erklärt die geringere Differenz von Basisfilmdicke und Perlenfilmdicke. Der Temperatureinfluss auf die Basis- und Perlenfilmdicke, der nur für Wasser untersucht wurde, ist gering. Offenbar hat die starke Abnahme der kinematischen Viskosität der Flüssigkeit mit der Temperatur (s. Tab. 3.2) nur einen geringen Einfluss auf die Filmstruktur. Es scheint, dass die Oberflächenspannung, die sich im betrachteten Temperaturbereich nur geringfügig ändert, einen größeren Einfluss hat. Für Ethanol ist die Perlenfrequenz bei geringen Gasbelastungen aufgrund einer tropfenden Flüssigkeitsaufgabe sehr niedrig, was auch bei einer Lauflänge von 730 mm noch erkennbar ist. Mit zunehmender Gasbelastung wird die Filmströmung durch die Gasströmung gestört und es ergeben sich höhere Perlenfrequenzen.

Bei den Untersuchungen mit den PVP-Lösungen zeigte sich für PVP6 eine regelmäßige Filmstruktur bei niedrigen Gas- und Flüssigkeitsbelastungen. Dabei laufen Perlen gleicher Größe mit konstantem Abstand den Draht herab. Bei höheren Gasbelastungen wird die Filmstruktur unregelmäßig (s. Abb. 4.10a und b). Offenbar sind dann die Störungen durch die turbulente Gasströmung so stark, dass sie im Film nicht mehr abgebaut werden.

Die PVP-Lösungen haben eine ähnliche Oberflächenspannung wie Wasser, unterscheiden sich aber deutlich in ihrer Viskosität. In Abb. 4.11 sind die Basis- und Perlenfilmdicke sowie die Perlenfrequenz von Wasser und den untersuchten PVP-Lösungen in Abhängigkeit von der Gasbelastung dargestellt. Erwartungsgemäß steigen sowohl die Basisfilmdicke als auch die Perlenfilmdicke mit zunehmender Viskosität an. Die deutliche Änderung der Basis- und Perlenfilmdicke von PVP6 sowie der Abfall der Perlenfrequenz bei einer Gasbelastung von $F_K = 5,6 \text{ Pa}^{0,5}$ sind auf den Umschlag von regelmäßiger zu unregelmäßiger Perlenstruktur zurückzuführen (s. Abb. 4.10).

In Abb. 4.12 werden die gemessenen Abstände zwischen den Perlen mit den theoretischen Wellenlängen nach Weber (1931) (Gl. (2.42)) verglichen, die sich aus der

Wellenlänge

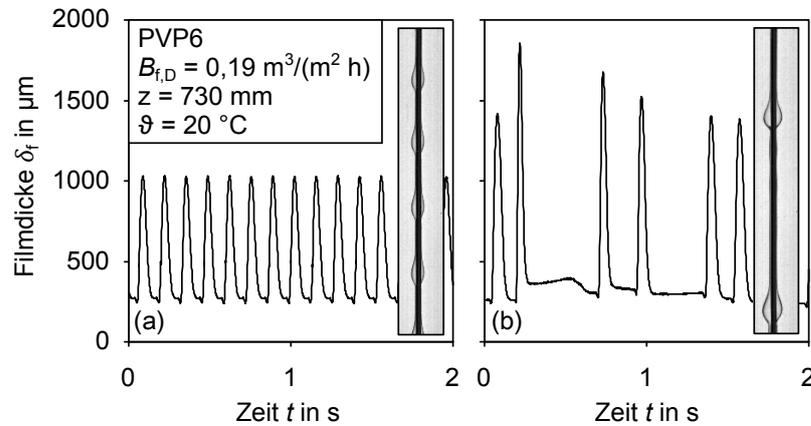


Abb. 4.10: Zeitliches Profil der Filmdicke mit (a) regelmäßiger Struktur ($F_K = 0 \text{ Pa}^{0,5}$) und (b) unregelmäßiger Struktur ($F_K = 6,4 \text{ Pa}^{0,5}$) bei höheren Gasbelastungen.

Instabilität des zylindrischen Films ergeben (s. [Abschnitt 2.2.2](#)). Es sind die Werte bei unterschiedlichen Lauflängen und Flüssigkeitsbelastungen dargestellt. Theoretisch sollten die Perlen zumindest bei ihrer Entstehung einen Abstand zueinander aufweisen, welcher der Wellenlänge entspricht. Man erkennt jedoch, dass die meisten gemessenen Perlenabstände deutlich länger sind als die theoretischen Wellenlängen. Die Ursache ist die Beschleunigung und Koaleszenz der Perlen. Außerdem erhöht nach [Goren \(1962\)](#) die Anwesenheit eines Drahts im Flüssigkeitszylinder die Wellenlänge. Für das Stoffsystem PVP6 liegen die gemessenen Perlenabstände jedoch sehr nahe an den theoretischen Wellenlängen. Offenbar behalten die Perlen aufgrund der regelmäßigen Filmstruktur den ursprünglichen Abstand während der gesamten Lauflänge bei. Bei Wasser haben die Perlen bei einer Lauflänge von $z = 730 \text{ mm}$ einen so großen Abstand, dass der Basisfilm sekundäre Perlen ausbildet, die eine sehr geringe Geschwindigkeit aufweisen und deshalb von der folgenden Perle verschluckt werden (s. z. B. [Abb. 3.9](#)). Der Abstand zwischen den sekundären Perlen ist in [Abb. 4.12](#) gekennzeichnet und stimmt gut mit den theoretischen Wellenlängen überein.

Mittlere
Filmdicke

Die Mittelwerte der Filmdicke nach [Gl. \(3.30\)](#) in Abhängigkeit von der Flüssigkeits-Reynoldszahl verschiedener Flüssigkeiten ohne Gasgegenstrom bei einer Lauflänge von $z = 730 \text{ mm}$ sind in den [Abb. 4.13a-f](#) dargestellt. Neben den Messwerten sind die laminare Filmdicke für ebene Filme nach [Nußelt \(Gl. \(2.7\)\)](#) sowie für gekrümmte Filme nach [Gl. \(2.36\)](#) eingezeichnet. Die Messwerte wurden mit einer Ausgleichskurve an die Nußeltsche Beziehung mit einer Konstanten c angepasst:

$$\bar{\delta}_{f,D} = c \left(\frac{3\nu_f^2}{g} \right)^{1/3} Re_f^{1/3}. \quad (4.1)$$

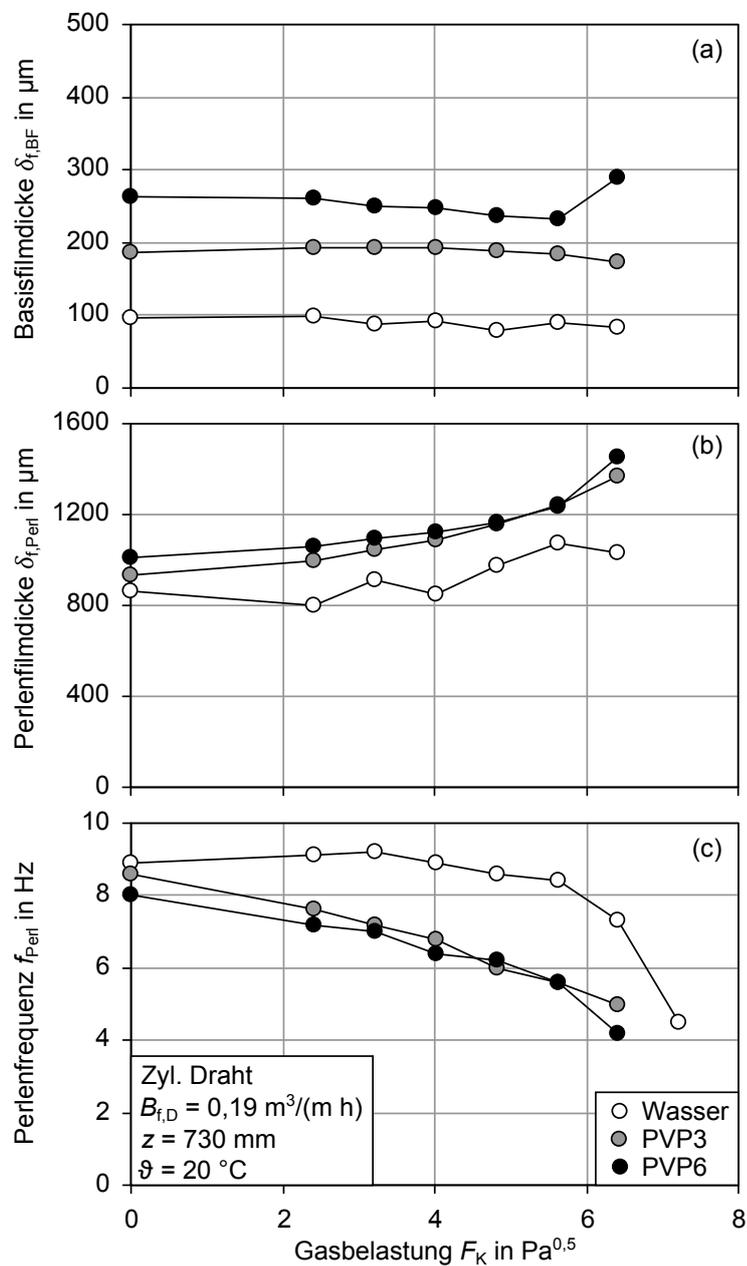


Abb. 4.11: Basisfilmdicke (a), Perlenfilmdicke (b) und Perlenfrequenz (c) am zylindrischen Draht in Abhängigkeit von der Gasbelastung für Wasser, PVP3 und PVP6.

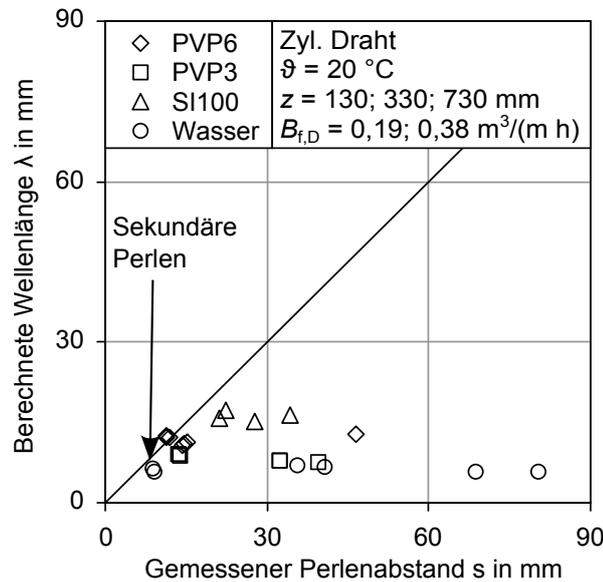


Abb. 4.12: Gegenüberstellung von gemessenem Perlenabstand und berechneter Wellenlänge (Gl. (2.42)) bei verschiedenen Flüssigkeiten.

Es ist zu erkennen, dass die theoretischen laminaren Filmdicken für die gekrümmte Geometrie (Gl. (2.36)) deutlich unterhalb der Werte des ebenen Films (Nußelt) liegen, was den starken Einfluss der Krümmung auf die Filmströmung verdeutlicht. Die gemessenen mittleren Filmdicken liegen unterhalb der theoretischen Lösungen für gekrümmte Filme. Dies lässt sich damit erklären, dass die Perlen Flüssigkeit mit höherer Geschwindigkeit transportieren, wodurch die mittlere Filmgeschwindigkeit gegenüber dem laminaren Fall steigt. Wenn man die Gleichung für ebene glatte Filme an die Messwerte mit einem konstanten Faktor anpasst, zeigt sich, dass die Abhängigkeit von der Film-Reynoldszahl Re_f relativ gut übereinstimmt. Die Konstanten c nehmen jedoch für die verschiedenen Stoffsysteme leicht unterschiedliche Werte an.

Drahtgeometrie

Anders als beim zylindrischen Draht hat die Gasbelastung bei den Ketten keinen Einfluss auf die Filmabmessungen. Die Bewegung der Perlen wird durch die Struktur der Ketten weitestgehend unterdrückt. So zeigt sich auch eine geringe zeitliche Änderung der lokalen Filmabmessung. Die Filmabmessungen (s. Abb. 3.15) der untersuchten Ketten sind in Abb. 4.14 in Abhängigkeit vom Flüssigkeitsvolumenstrom dargestellt. Dabei werden Mittelwerte von Filmabmessungen bei verschiedenen Gasbelastungen gezeigt. Die Filmabmessung e_1 der Uhrkette (Durchmesser der in den Kettengliedern fixierten Perlen) steigt mit zunehmendem Flüssigkeitsvolumenstrom an. Bei der Gourmettekette steigt die Filmabmessung e_1 ebenfalls an, allerdings nimmt die Steigung ab einem Flüssigkeitsvolumenstrom von 20 mL/min deutlich ab. Vermutlich entstehen Flüssigkeitsstrahlen, welche die mittlere Filmgeschwindigkeit erhöhen. Als weitere

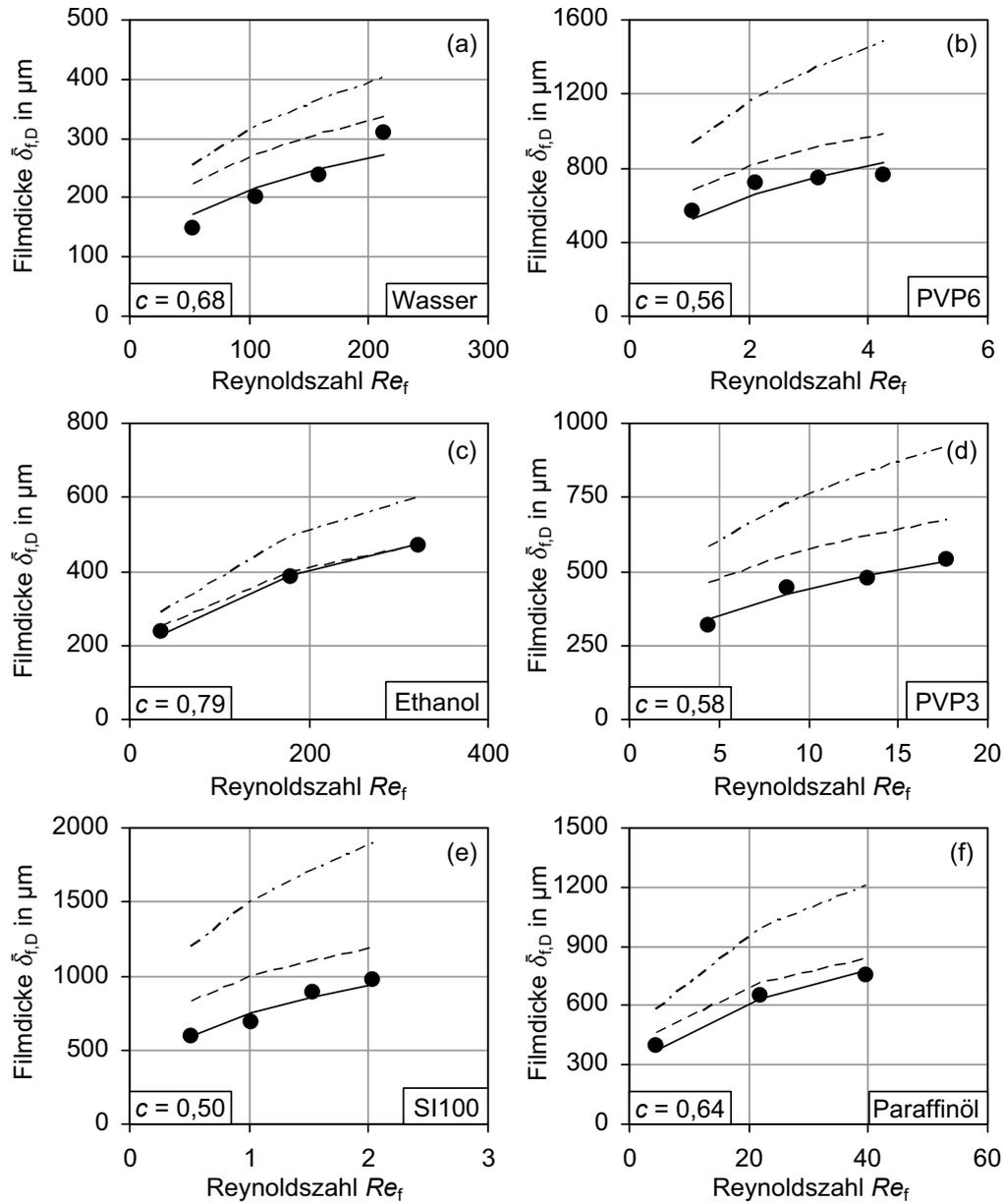


Abb. 4.13: Mittlere Filmdicke nach Gl. (3.30) in Abhängigkeit von der Flüssigkeits-Reynoldszahl für verschiedene Flüssigkeiten ohne Gasgegenstrom für den zylindrischen Draht ($z = 730 \text{ mm}$, $\vartheta = 20^\circ\text{C}$). • Messwerte, Punkt-Strich-Linie: Laminare Filmdicke für ebene Filme nach Gl. (2.7); Gestrichelte Linie: Laminare Filmdicke für gekrümmte Filme nach Gl. (2.36); Durchgezogene Linie: Ausgleichskurve der Messwerte nach Gl. (4.1) mit der Anpassungskonstante c .

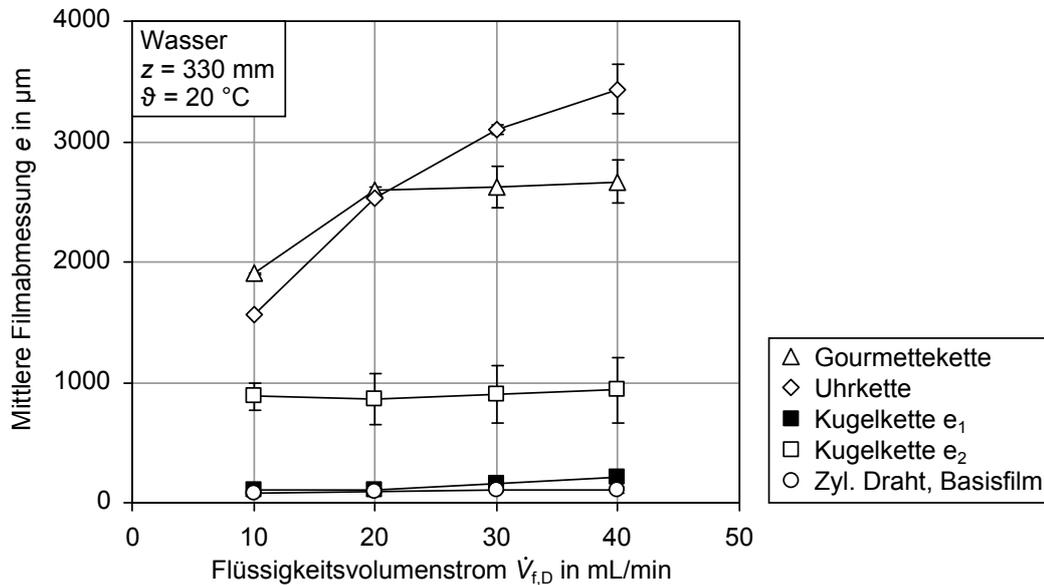


Abb. 4.14: Mittlere Filmabmessung für verschiedene Drahtgeometrien in Abhängigkeit vom Flüssigkeitsvolumenstrom.

Ursache kommt in Betracht, dass sich der Film in der von der Kamera nicht erfassten Tiefe ausbreitet. Bei der Kugelkette zeigt sich nur ein geringer Anstieg der Filmabmessungen e_1 und e_2 mit zunehmendem Flüssigkeitsvolumenstrom, allerdings nimmt die Fluktuation der Filmabmessung zu, was ein Zeichen für steigende Turbulenz im Film ist.

Die Ergebnisse zeigen charakteristische Merkmale der Filmströmung an stark gekrümmten Oberflächen, zu denen die Ausbildung von Perlen gehört. Für die technische Ausführung einer Drahtbündelpackung ist relevant, dass der Abstand der Drähte zueinander aufgrund der Abmessungen der Perlen nicht beliebig klein gewählt werden kann. Ist der Abstand zu gering, kommt es zur Koaleszenz der Filme an benachbarten Drähten. In diesem Fall verringert sich die effektive Stoffaustauschfläche und eine Gleichverteilung der Flüssigkeit in der Packung ist nicht mehr gewährleistet, dadurch sinkt die Trennleistung der Packung.

4.3 Perlengeschwindigkeit

Abb. 4.15 zeigt die Geschwindigkeit der Perlen für Wasser und Ethanol in Abhängigkeit von der Gasbelastung. Man erkennt, dass die Gasbelastung keinen eindeutigen Einfluss auf die Perlengeschwindigkeit hat. Die Perlen werden demnach nicht abgebremst, wie man aus dem Absinken der Perlenfrequenz (s. Abschnitt 4.2) schlussfolgern könnte.

Vielmehr ergibt sich daraus, dass sich der Abstand zwischen den Perlen vergrößert und sich die Flüssigkeit in wenigen größeren Perlen am Draht konzentriert. Betrachtet man eine Perle als einzelnes Objekt, welches über den Basisfilm gleitet, lassen sich die angreifenden Kräfte bilanzieren. Diese sind im Wesentlichen die Gewichtskraft des Perlenvolumens, die Widerstandskraft durch die Gasströmung sowie die Reibungskraft aufgrund des Impulsaustauschs mit dem Basisfilm. Dass die bei höherer Gasbelastung auftretenden größeren Perlen keine höhere Geschwindigkeit aufweisen, lässt sich dadurch erklären, dass der erhöhten Gewichtskraft eine höhere Widerstandskraft entgegenwirkt. Dies wird durch die höheren Gasgeschwindigkeiten und die größere Stirnfläche bzw. die Form der Perlen hervorgerufen.

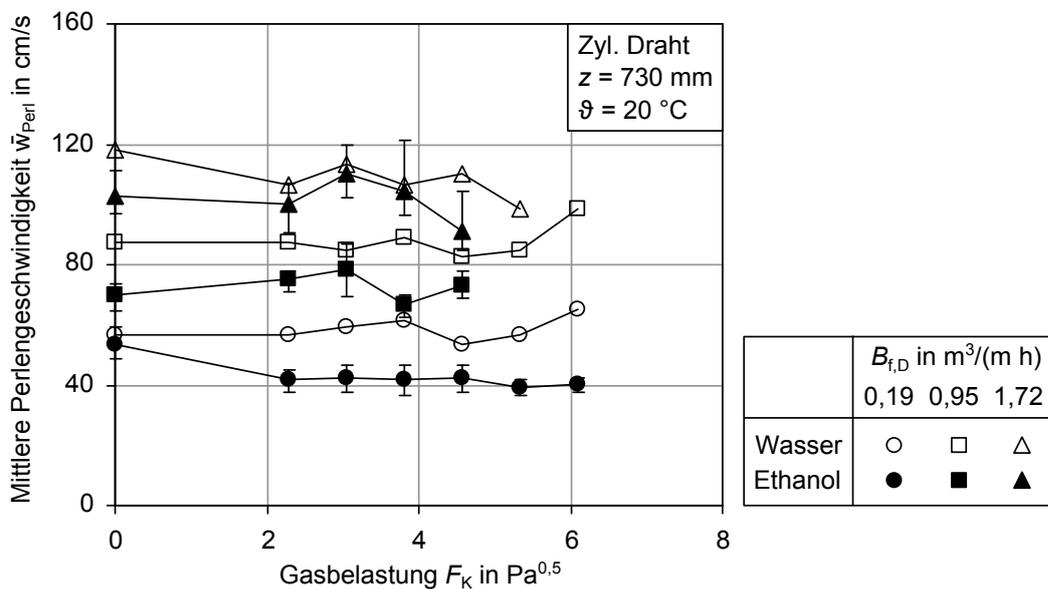


Abb. 4.15: Perlengeschwindigkeit am zylindrischen Draht in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeitsbelastungen von Wasser und Ethanol.

Eine höhere Flüssigkeitsbelastung hat jedoch eine höhere mittlere Perlengeschwindigkeit zur Folge, weil bei gleicher Gasbelastung größere Perlen entstehen bzw. bei unregelmäßiger Strömung ein größerer Anteil an großen, schnellen Perlen vorherrscht. Die geringeren Geschwindigkeiten der Perlen von Ethanol gegenüber Wasser sind auf die kleineren Perlendurchmesser, die geringere Dichte und höhere Viskosität der Flüssigkeit zurückzuführen.

Stoffeigen-
schaften

In [Abb. 4.16](#) sind die Perlengeschwindigkeiten für Wasser und die PVP-Lösungen dargestellt. Man erkennt, dass sich die Perlengeschwindigkeit mit zunehmender Viskosität verringert und sich im Fall der regelmäßigen Perlenbewegung bei PVP6 sehr niedrige Geschwindigkeiten ergeben. Anhand der eingezeichneten Standardabweichung lässt sich erkennen, dass die Geschwindigkeiten der Perlen bei Wasser sehr

unterschiedlich sind, während die Perlen von PVP6 eine einheitliche Geschwindigkeit aufweisen.

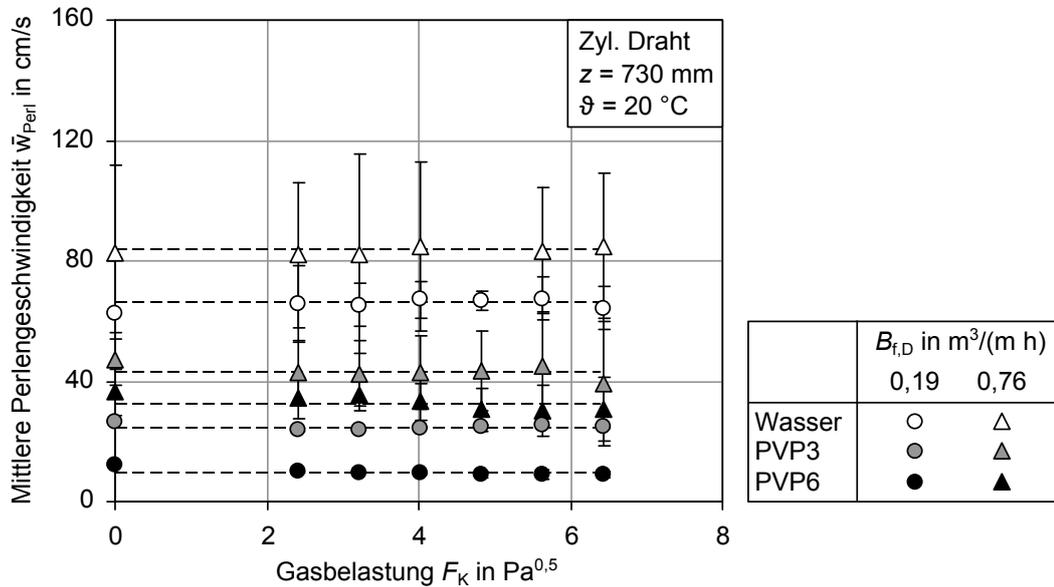


Abb. 4.16: Perlengeschwindigkeit am zylindrischen Draht in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeitsbelastungen von Wasser und PVP-Lösungen.

Temperatur &
Lauflänge

In [Abb. 4.17a](#) ist die mittlere Perlengeschwindigkeit von Wasser, gemittelt über die Gasbelastungen im Bereich von $0 \text{ Pa}^{0,5}$ bis $6,4 \text{ Pa}^{0,5}$, über der Flüssigkeitsbelastung für verschiedene Eintrittstemperaturen der Phasen dargestellt. Wie bereits erläutert, steigt die mittlere Perlengeschwindigkeit mit zunehmender Flüssigkeitsbelastung an. Mit steigender Temperatur erhöht sich die Perlengeschwindigkeit leicht. Diese Beobachtung lässt sich mit der abnehmenden Viskosität bei zunehmender Temperatur erklären, welche stärker abnimmt als die Dichte der Flüssigkeit.

[Abb. 4.17b](#) zeigt die mittlere Perlengeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Lauf­länge bei unterschiedlichen Flüssigkeitsbelastungen. Während sich bei geringer Flüssigkeitsbelastung kein deutlicher Anstieg der Perlengeschwindigkeit mit zunehmender Lauf­länge zeigt, ist mit Erhöhung der Flüssigkeitsbelastung ein Anstieg der Perlengeschwindigkeit bei größerer Lauf­länge verbunden. Man kann daraus entnehmen, dass die Endgeschwindigkeit der Perlen bei höheren Flüssigkeitsbelastungen erwartungsgemäß erst bei größeren Lauf­längen erreicht wird.

Drahtbündel

[Abb. 4.18](#) zeigt die Perlengeschwindigkeit beim Drahtbündel in Abhängigkeit von der Gasbelastung. In [Abb. 4.18a](#) sind die Perlengeschwindigkeiten für verschiedene Flüssigkeitsbelastungen dargestellt. Wie bereits beim Einzeldraht beobachtet, steigt die mittlere Perlengeschwindigkeit mit zunehmender Flüssigkeitsbelastung, während

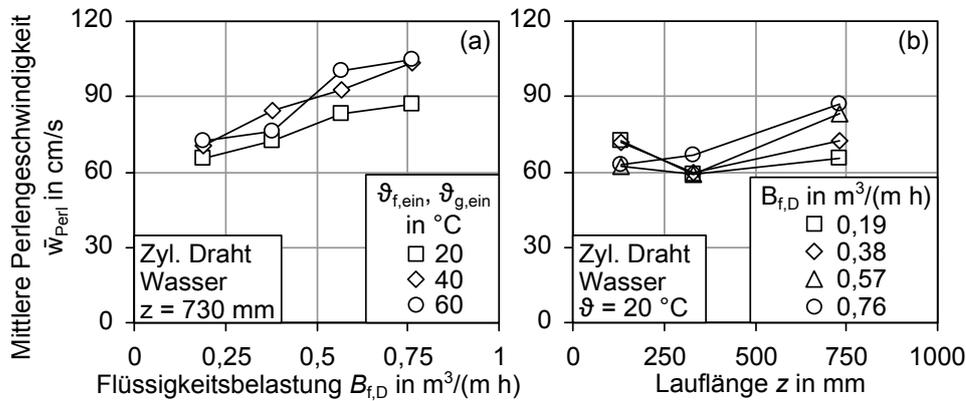


Abb. 4.17: Mittlere Perlengeschwindigkeit von Wasser am zylindrischen Draht in Abhängigkeit von der (a) Flüssigkeitsbelastung für verschiedene Eintrittstemperaturen und (b) von der Lauflänge für verschiedene Flüssigkeitsbelastungen. Gemittelte Werte über den Bereich der Gasbelastung von $0 \text{ Pa}^{0,5}$ bis $6,4 \text{ Pa}^{0,5}$.

ein Anstieg der Gasbelastung kaum einen Einfluss auf die Perlengeschwindigkeit hat.

Abb. 4.18b zeigt den Einfluss der Gaseintrittstemperatur auf die mittlere Perlengeschwindigkeit. Wird nur das Gas erhitzt, lässt sich keine Änderung der Perlengeschwindigkeit erkennen, weil sich die Temperatur der Flüssigkeit und damit ihre Stoffeigenschaften nur unwesentlich verändern.

In Abb. 4.18c wird die Perlengeschwindigkeit nach der rechten und linken Seite der vier berieselten Drähte im Bündel unterschieden (s. Abb. 3.5b, bzw. Abb. 4.4). Die relativ gute Übereinstimmung der Perlengeschwindigkeit von rechter und linker Seite des berieselten Drahtbündels ist ein Hinweis darauf, dass die Volumenströme an den einzelnen Drähten ähnlich groß sind und eine gleichmäßige Flüssigkeitsverteilung auf alle Drähte vorliegt. Dieser Aspekt ist relevant, weil eine gleichmäßige Berieselung der Drähte aufgrund mangelnder Selbstverteilung der Flüssigkeit für eine hohe Trennleistung der Drahtbündelpackung notwendig ist.

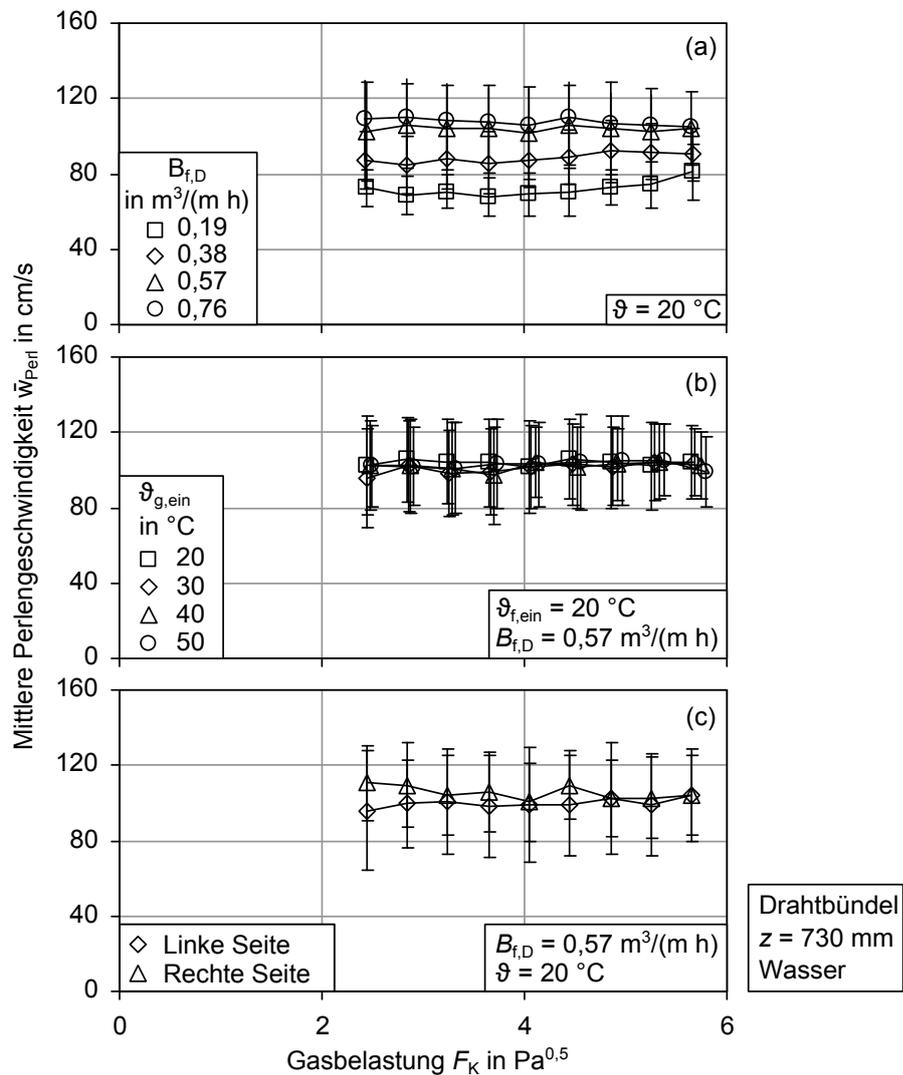


Abb. 4.18: Perlengeschwindigkeit am Drahtbündel in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeitsbelastungen (a), verschiedene Gaseintrittstemperaturen (b) sowie auf der linken und rechten Seite des Drahtbündels (c).

4.4 Hold-up der Flüssigkeit

Stoffeigenschaften

Abb. 4.19a zeigt den Hold-up für Wasser und Ethanol in Abhängigkeit von der Gasbelastung bei verschiedenen Flüssigkeitsbelastungen. Die Messungen wurden mit der Ablaufmethode nach **Abschnitt 3.5.4** durchgeführt. Ethanol zeigt einen größeren Hold-up als Wasser, was angesichts insbesondere der geringeren Dichte und der höheren Viskosität von Ethanol sowie der geringeren Perlengeschwindigkeiten verständlich ist.

Mit zunehmender Flüssigkeitsbelastung steigt der Hold-up erwartungsgemäß an. Man erkennt jedoch, dass sich der Hold-up mit zunehmender Gasbelastung nicht verändert. Diese Beobachtung erinnert an das Verhalten von Packungskolonnen unterhalb der Staugrenze. Bei höheren Gasbelastungen kommt es zum spontanen Fluten des Kanals, ohne dass zuvor ein Aufstauen der Flüssigkeit zu beobachten ist.

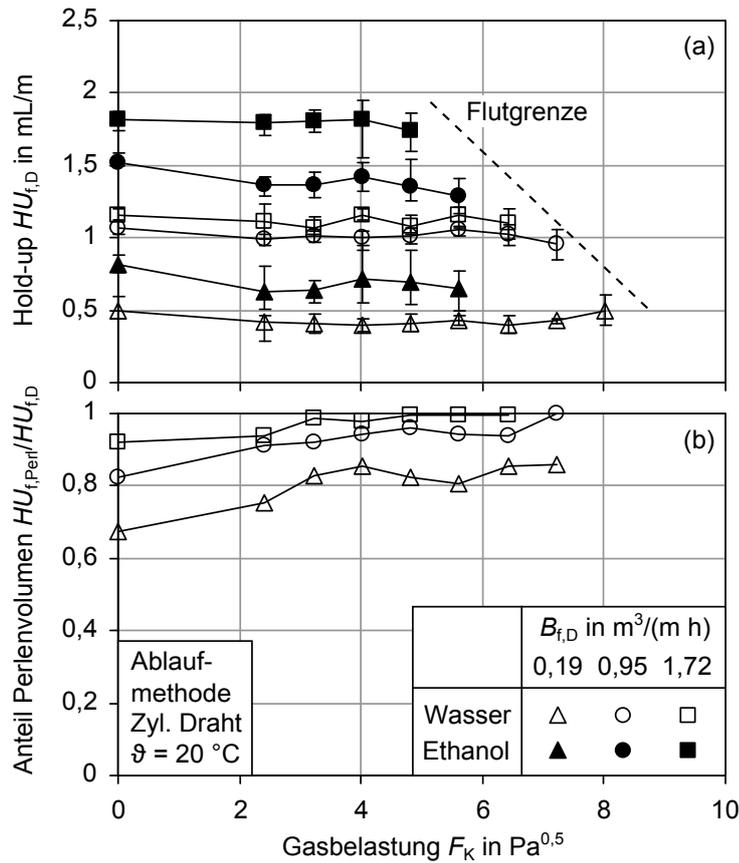


Abb. 4.19: (a): Hold-up von Wasser und Ethanol am zylindrischen Draht in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeitsbelastungen; (b): Anteil der Perlen am gesamten Hold-up.

In [Abb. 4.19b](#) ist der entsprechende Anteil des Perlenvolumens über der Gasbelastung aufgetragen, der sich aus der Auswertung der Gewichtssprünge ergibt. Die Verläufe lassen sich so interpretieren, dass das Flüssigkeitsvolumen mit zunehmender Gasbelastung in den Perlen transportiert wird. Allerdings muss beachtet werden, dass hier auch das Ablaufverhalten eine Rolle spielt. Es ist denkbar, dass die kompakten Perlen (hohe Gasbelastung) schneller ablaufen als die strähnenförmigen Perlen (niedrige Gasbelastung) (s. [Abb. 4.5](#)), da während des Ablaufens der Gasgegenstrom

abgeschaltet ist.

Eine alternative Methode zur Bestimmung des Hold-up besteht in der Auswertung der Daten der Filmdicke unter Verwendung des geometrischen Filmmodells nach [Abschnitt 3.6](#). Die in [Abb. 4.20](#) gezeigten Ergebnisse für den Hold-up von Wasser und den PVP-Lösungen für den zylindrischen Draht wurden mit [Gl. \(3.28\)](#) berechnet. Wie bereits gezeigt, ist der Hold-up weitgehend unabhängig von der Gasbelastung und steigt mit zunehmender Flüssigkeitsbelastung. Lediglich bei PVP6 lässt sich ein leichter Anstieg des Hold-up bei höheren Gasbelastungen feststellen, was als Beginn des Aufstauens der Flüssigkeit interpretiert werden kann. Ein Anstieg der Viskosität der Flüssigkeit führt zu deutlich größeren Werten des Hold-up.

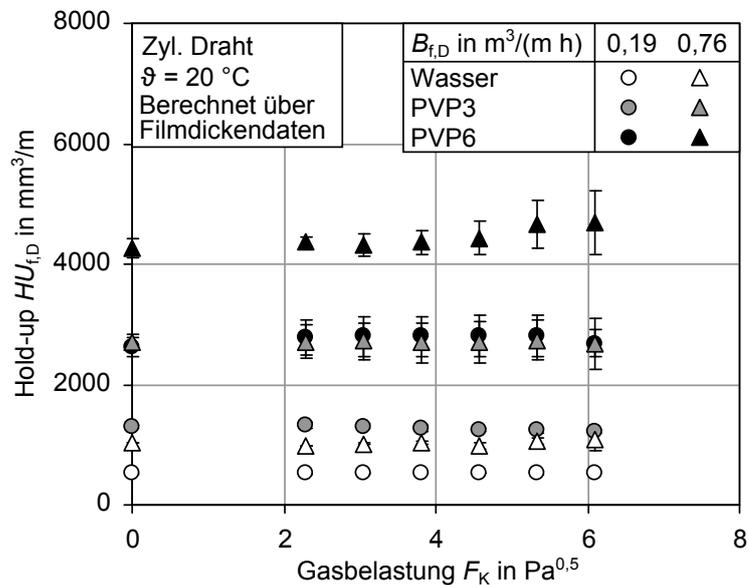


Abb. 4.20: Hold-up von Wasser und PVP-Lösungen am zylindrischen Draht in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeitsbelastungen.

Draht-
geometrien

In [Abb. 4.21](#) wird am Beispiel der Uhrkette ein Vergleich von Ergebnissen der Abschaltmethode und jenen, welche mit dem Modell nach [Abschnitt 3.6.2](#) gewonnen wurden, vorgenommen. Es ist zu erkennen, dass die Werte relativ gut übereinstimmen. Bei den anderen Ketten sind die gemessenen Werte deutlich niedriger als die des Modells. Dies ergibt sich aus dem statischen Flüssigkeitsvolumen in den Zwickeln der Kettenglieder, welches auch nach längerer Zeit nicht abfließt.

[Abb. 4.22a–c](#) zeigen den Hold-up, die mittlere Filmdicke und die mittlere Filmgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Flüssigkeitsvolumenstrom ohne Gasgegenstrom für die verschiedenen Drahtgeometrien. Der Hold-up steigt erwartungsgemäß mit zunehmendem Flüssigkeitsvolumenstrom, zeigt für die Ketten jedoch deutlich höhere

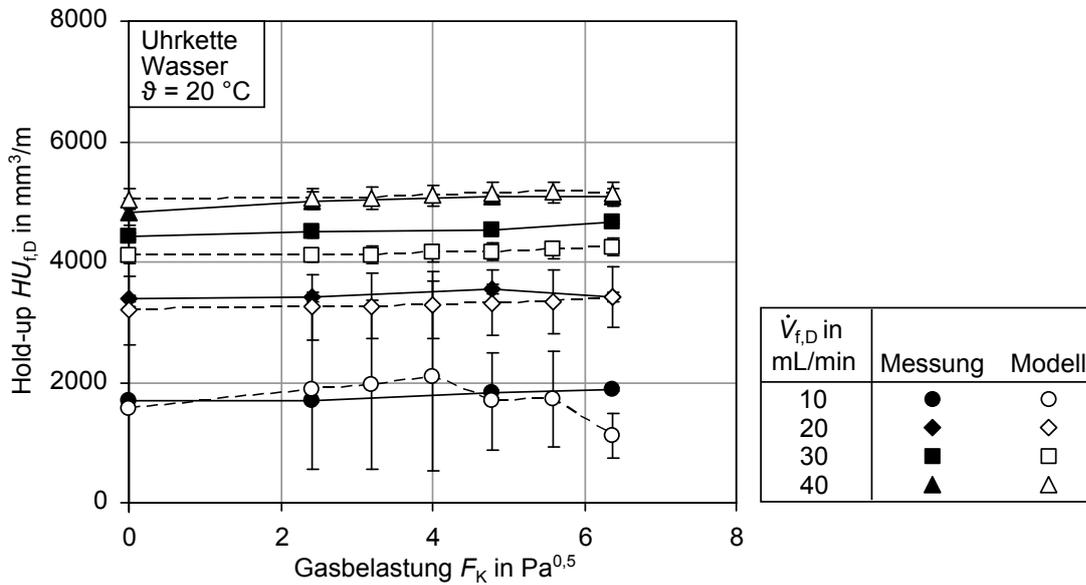


Abb. 4.21: Hold-up der Uhrkette in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeitsvolumenströme. Vergleich von gemessenen Werten mit Daten aus der Modellberechnung nach Gl. (3.36).

Werte. Die mittlere Filmdicke (Abb. 4.22b) ist hier definiert als der Hold-up bezogen auf die spezifische Drahtoberfläche (Gl. (3.32)) und somit auch ein Maß, wie effektiv der Film von der gegebenen Oberfläche zurückgehalten wird. Daher ergibt sich die gleiche Abhängigkeit vom Flüssigkeitsvolumenstrom wie beim Hold-up. Die Gourmetkette hat ähnliche Filmdicken wie der zylindrische Draht, während die Kugelskette deutlich größere mittlere Filmdicken aufweist. Die Uhrkette zeigt hingegen eine deutlich stärkere Abhängigkeit der mittleren Filmdicke vom Flüssigkeitsvolumenstrom. Möglicherweise wird dieses Verhalten dadurch verursacht, dass die Perlen durch die Kettenglieder fixiert sind und nicht abwärts laufen können, so dass sie mit zunehmendem Flüssigkeitsvolumenstrom aufwachsen. Die mittlere Filmgeschwindigkeit nach Gl. (3.31) in Abb. 4.22c ist beim zylindrischen Draht deutlich höher als bei den Ketten. Interessanterweise ergibt sich bei der Uhrkette nur eine geringe Änderung der mittleren Filmgeschwindigkeit.

Insgesamt lässt sich für den Hold-up ein ähnliches Verhalten wie bei üblichen Packungskolonnen feststellen. Die Ergebnisse lassen allerdings keinen ausgeprägten Staupunkt erkennen. Es bleibt zu untersuchen, ob es bei einer Drahtbündelpackung bei einer Steigerung der Gasbelastung zu einem Fluten der Kolonne kommt, ohne dass sich zuvor ein Aufstauen der Flüssigkeit beobachten lässt.

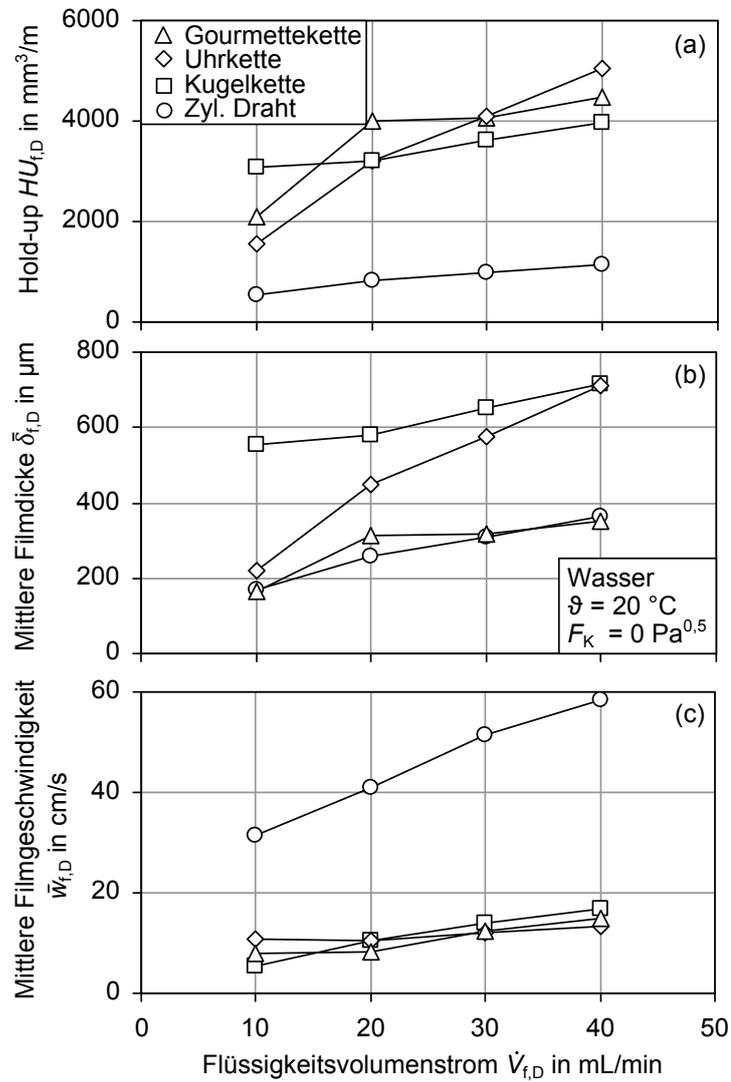


Abb. 4.22: Berechneter Hold-up (nach [Abschnitt 3.6](#)), mittlere Filmdicke (Gl. (3.32)) und Filmgeschwindigkeit (Gl. (3.31)) für verschiedene Drahtgeometrien in Abhängigkeit vom Flüssigkeitsvolumenstrom (ohne Gasgegenstrom).

4.5 Druckverlust

In [Abb. 4.23](#) ist der Druckverlust über den Kanal in Abhängigkeit von der Gasbelastung für unterschiedliche Flüssigkeitsbelastungen dargestellt, die Fehlerbalken repräsentieren die minimalen und maximalen Werte. Bei höheren Flüssigkeitsbelastungen steigt der Druckverlust aufgrund des geringeren freien Querschnitts für die

Gasströmung. Demzufolge ergeben sich größere Gasgeschwindigkeiten, wodurch sich der Impulsaustausch zwischen den Phasen erhöht. Ein ähnliches Verhalten lässt sich bei Packungskolonnen beobachten (s. [Abb. 2.7](#)).

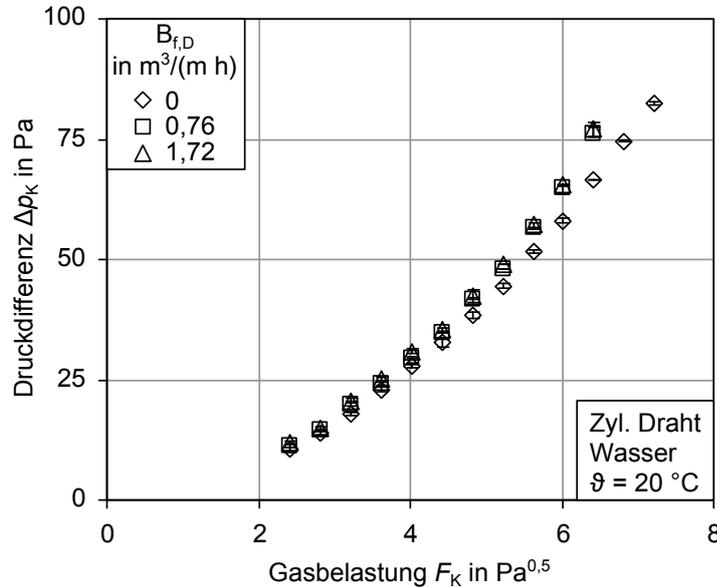


Abb. 4.23: Druckdifferenz über den Kanal in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeitsbelastungen.

[Abb. 4.24](#) zeigt das Verhältnis von nassem und trockenem Widerstandsbeiwert für den Kanal in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeitsbelastungen von Wasser, welches nach [Gl. \(3.61\)](#) berechnet wurde. Man erkennt, dass der Widerstandsbeiwert für den nassen Druckverlust bei größerer Flüssigkeitsbelastung höher ist, was sich mit der höheren Relativgeschwindigkeit und dem geringeren Abstand der Perlen zueinander erklären lässt. Der nasse Widerstandsbeiwert nimmt jedoch auch mit höheren Gasbelastungen zu. Eine Erklärung für diese Beobachtung ist die Verformung der Perlen, die zu einer größeren Stirnfläche der Perlen führt. Dadurch wird ein höherer Strömungswiderstand hervorgerufen.

Da der größte Anteil des Druckverlusts von den Kanalwänden hervorgerufen wird, lassen die Ergebnisse nicht unmittelbar die Vorhersage des Druckverlusts einer Drahtbündelpackung zu. In [Abschnitt 3.7.2](#) wird gezeigt, wie sich dieser aus den obigen Ergebnissen abschätzen lässt. Die Ergebnisse dieser Abschätzung werden in [Abschnitt 4.9](#) vorgestellt.

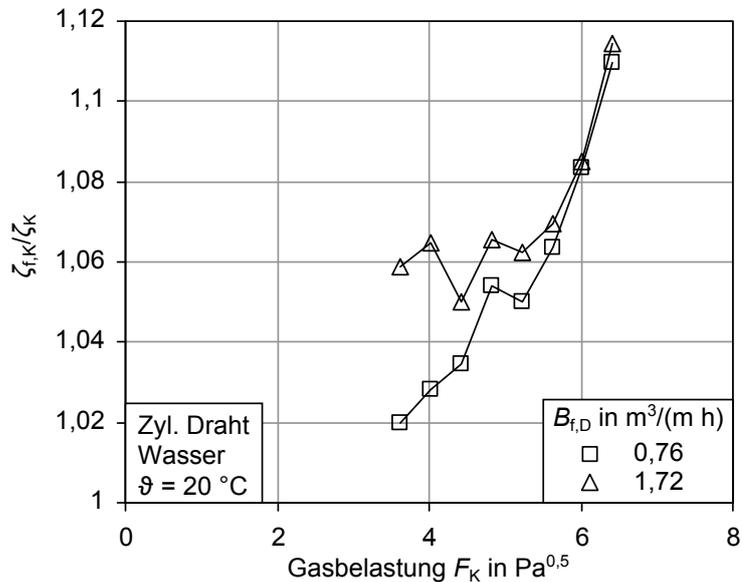


Abb. 4.24: Verhältnis von nassem und trockenem Widerstandsbeiwert des Kanals mit zylindrischem Draht in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeitsbelastungen (Gl. (3.61)).

4.6 Spezifische Filmoberfläche

Zyl. Draht Die längenspezifische Filmoberfläche für Wasser und die PVP-Lösungen in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeitsbelastungen am zylindrischen Draht ist in [Abb. 4.25](#) dargestellt. Es lässt sich feststellen, dass die Filmoberfläche mit zunehmender Flüssigkeitsbelastung deutlich größer wird als die trockene Drahtoberfläche. Hierin unterscheidet sich der Film am Draht von ebenen Filmen. Dies ergibt sich hauptsächlich aus der von der Flüssigkeitsbelastung abhängigen Filmdicke und der Geometrie des Films, wodurch bei höheren Filmdicken größere Krümmungsradien der Filmoberfläche resultieren. Eine Sensitivitätsanalyse konnte zeigen, dass Abweichungen der Perlungeschwindigkeit in dem betrachteten Geschwindigkeitsbereich nur geringe Auswirkungen auf die Größe der Filmoberfläche haben. Aufgrund des geringen Einflusses der Gasbelastung auf die Filmdicke zeigen sich auch bei der Filmoberfläche nur geringe Veränderungen mit steigender Gasbelastung. Eine Erhöhung der Viskosität der Flüssigkeit wirkt sich hingegen wegen steigender Filmdicken stark auf die Filmoberfläche aus. Interessanterweise ist die wellige Filmoberfläche kleiner als jene eines volumengleichen glatten Flüssigkeitszylinders. Dies ist plausibel, denn andernfalls würde die Instabilität des Films nicht auftreten, welche die Ursache für die Perlenbildung ist.

Draht-geometrien [Abb. 4.26](#) stellt die längenspezifische Filmoberfläche für verschiedene Drahtgeometrien

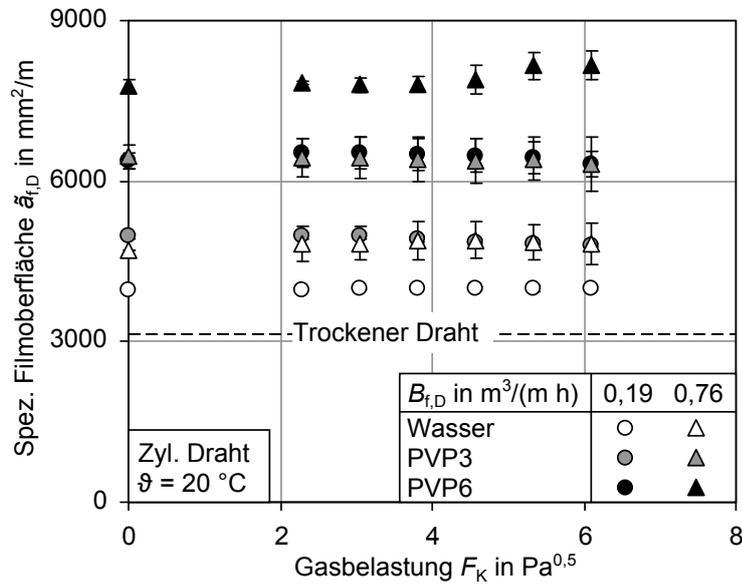


Abb. 4.25: Längenspezifische Filmoberfläche am zylindrischen Draht in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeitsbelastungen und Flüssigkeiten.

trien in Abhängigkeit von der Gasbelastung bei verschiedenen Flüssigkeitsbelastungen dar. Gegenüber dem zylindrischen Draht ergeben sich bei den Ketten deutlich größere Filmoberflächen. Vergleicht man die spezifischen Filmoberflächen mit den Werten der trockenen Drahtgeometrien in Tab. 3.1, stellt man bei der Gourmetteketten jedoch fest, dass die trockene Oberfläche größer ist als die Filmoberfläche. In diesem Fall füllt der Film die Lücken der Kettenglieder mit Flüssigkeit und bildet eine relativ glatte Oberfläche (s. Abb. 3.15b).

Aus den Ergebnissen lässt sich ableiten, dass die effektive Filmoberfläche einer Drahtbündelpackung eine deutliche Abhängigkeit von der Flüssigkeitsbelastung aufweist, wobei diese im Betrieb deutlich größer ist als die Packungsoberfläche im trockenen Zustand.

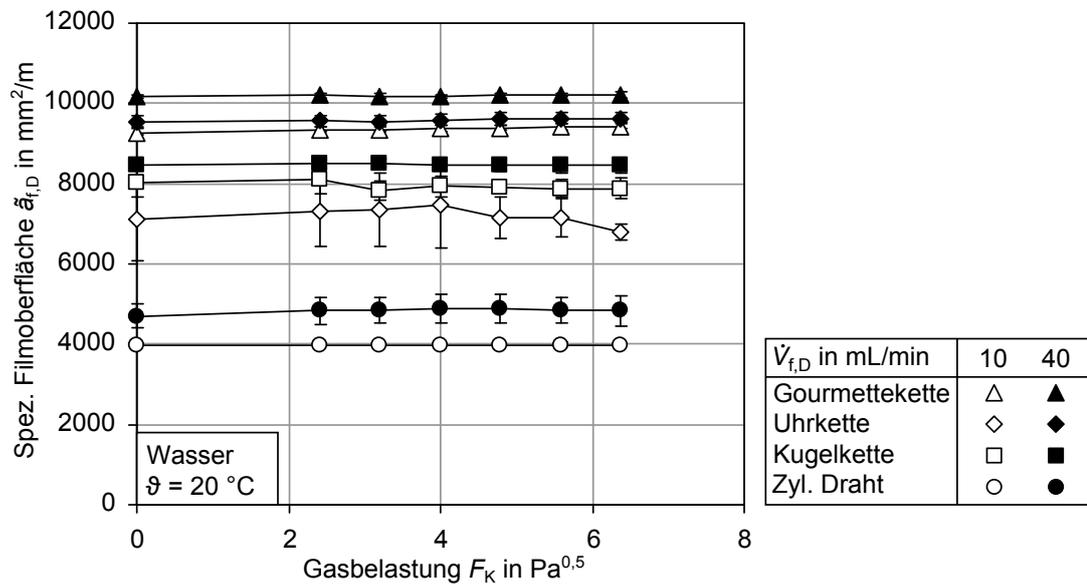


Abb. 4.26: Spezifische Filmoberfläche verschiedener Ketten in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeitsvolumenströme.

4.7 Gasseitiger Stofftransport

Zyl. Draht In [Abb. 4.27](#) ist der gasseitige Stoffübergangskoeffizient in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeiten und Flüssigkeitsbelastungen für den zylindrischen Draht dargestellt. Die Stoffübergangskoeffizienten steigen aufgrund des zunehmenden Impulsaustauschs infolge der Turbulenz in der Gasphase mit zunehmender Gasbelastung an. Mit zunehmender Viskosität der Flüssigkeit sinken jedoch die Stoffübergangskoeffizienten. Vermutlich ist dies auch darauf zurückzuführen, dass bei höherer Viskosität niedrigere Relativgeschwindigkeiten von Perlen und Gasströmung vorherrschen. Allerdings lassen sich die Unterschiede der Stoffübergangskoeffizienten nicht allein mit den verschiedenen Relativgeschwindigkeiten erklären, zumal der Unterschied zwischen den Relativgeschwindigkeiten bei höheren Gasbelastungen gering ist. Vermutlich ist hier auch die Welligkeit der Filmoberfläche entscheidend, d. h. die Differenz von Perlen- und Basisfilmdicke, die bei Wasser am größten ist und die Turbulenz in der Gasphase verstärkt. Bei der Betrachtung des Einflusses der Flüssigkeitsbelastung zeigen sich bei den PVP-Lösungen bei niedrigen Gasbelastungen geringe Unterschiede der Stoffübergangskoeffizienten. Mit zunehmender Gasbelastung verbessert sich der Stofftransport bei größeren Flüssigkeitsbelastungen. Bei Wasser ist dies über den gesamten Bereich der Gasbelastung zu beobachten. Dieser Einfluss kann mit der zunehmenden Welligkeit des Films und den zunehmenden Perlengeschwindigkeiten bei höheren Flüssigkeitsbelastungen erklärt werden.

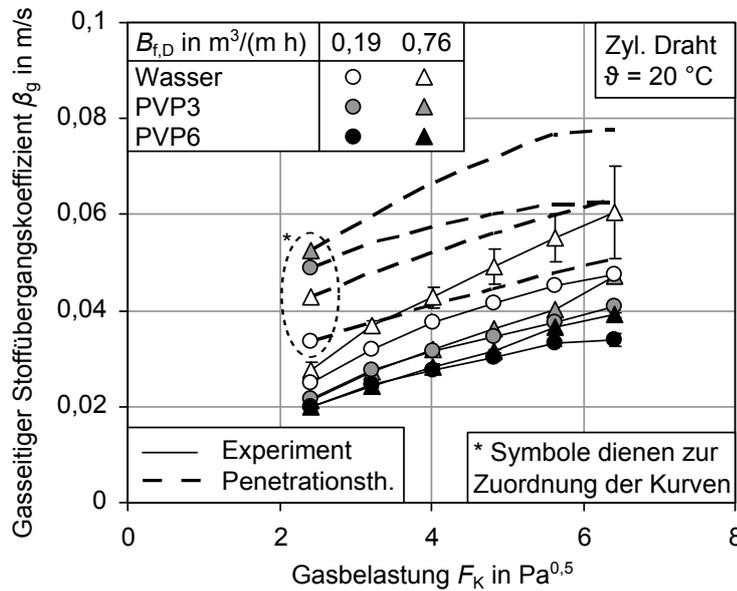


Abb. 4.27: Gasseitiger Stoffübergangskoeffizient in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeiten und Flüssigkeitsbelastungen. Vergleich experimenteller Daten mit theoretischen Werten nach der Penetrationstheorie.

Die experimentellen Daten wurden mit theoretischen Werten nach der Penetrationstheorie (Gl. (2.25)) verglichen. Dabei wurde die Kontaktzeit festgelegt als die Verweilzeit eines Volumenelements in der Gasphase an der Oberfläche des Films zwischen zwei Perlen. Dabei wurde der Abstand zweier Perlen mit der Beziehung

Penetrations-
theorie

$$s_{\text{Perl}} = \bar{w}_{\text{Perl}} / f_{\text{Perl}} \tag{4.2}$$

ermittelt, so dass die Kontaktzeit von der Relativgeschwindigkeit zwischen Gasströmung und Perlen abhängt:

$$\tau = s_{\text{Perl}} / (\bar{w}_{g,K} + \bar{w}_{\text{Perl}}). \tag{4.3}$$

Obwohl die theoretischen Stoffübergangskoeffizienten höher sind als die experimentellen Werte, wird die Abhängigkeit von der Gasbelastung gut wiedergegeben. Die Steigerung der Flüssigkeitsbelastung führt bei den theoretischen Verläufen tendenziell ebenfalls zu einer Erhöhung der Stoffübergangskoeffizienten, allerdings ist die Abhängigkeit ausgeprägter als bei den experimentellen Ergebnissen. Die Ursache ist eine deutliche Verringerung der Abstände der Perlen mit zunehmender Flüssigkeitsbelastung, was in geringeren Kontaktzeiten resultiert. Allerdings kann die Penetrationstheorie mit dem verwendeten Ansatz für die Kontaktzeit die Abhängigkeit der

Stoffübergangskoeffizienten von der Viskosität nicht vorhersagen. Mit zunehmender Viskosität verringert sich der Abstand der Perlen, was gemäß Gl. (4.3) zu kürzeren Kontaktzeiten und damit höheren Stoffübergangskoeffizienten führt, während die experimentellen Ergebnisse eine Verringerung der Stoffübergangskoeffizienten zeigen. Offensichtlich ist der verwendete Ansatz zu einfach, um die Effekte der komplexen zweiphasigen Strömung genau zu beschreiben.

Vergleich mit
Literaturdaten

Abb. 4.28a und b zeigen die Sherwoodzahlen des gaseitigen Stofftransports für zwei unterschiedliche Flüssigkeitsbelastungen in Abhängigkeit von der Reynoldszahl der Gasphase für verschiedene Flüssigkeiten. Die experimentellen Werte werden mit Korrelationen für Filme in Rohren von Braun und Hiby (1970) (Gl. (2.28)) und strukturierte Packungen von Bravo et al. (1985) (Gl. 2.80) verglichen. Die experimentellen Daten liegen für alle Gas- und Flüssigkeitsbelastungen deutlich höher als die Korrelation für Filme in Rohren. Hierfür sind wahrscheinlich die höhere Welligkeit und die hohe Perlengeschwindigkeit der Filmströmung am Draht verantwortlich.

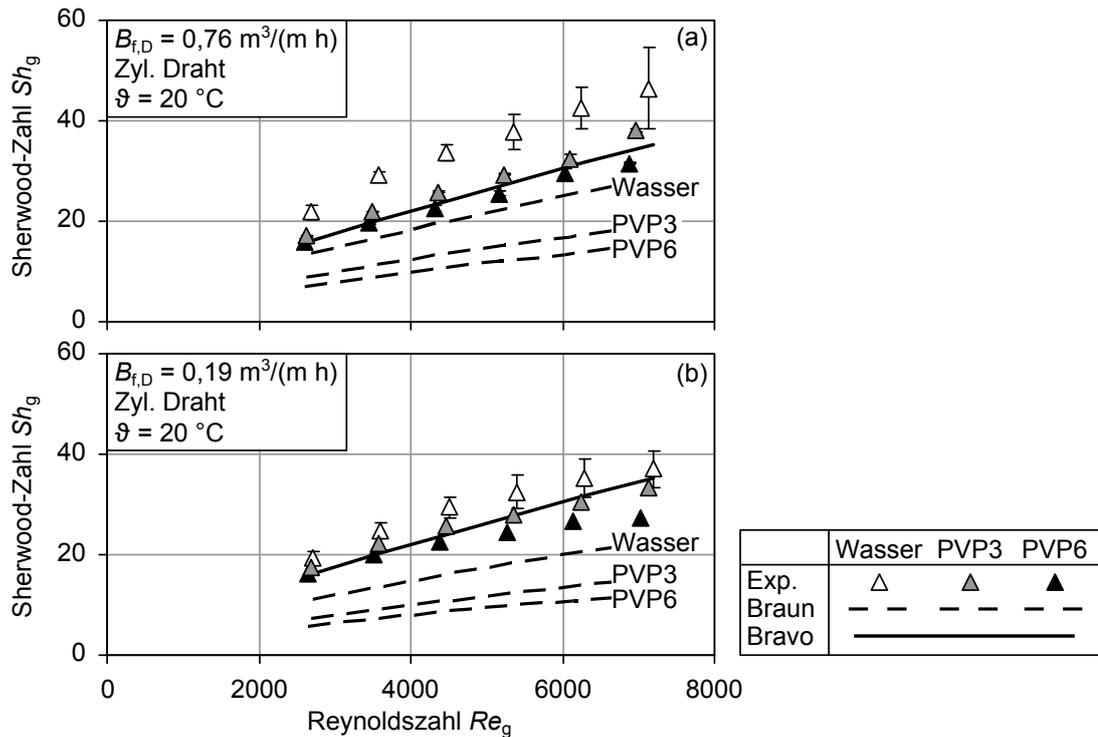


Abb. 4.28: Sherwoodzahl für gaseitigen Stofftransport des zylindrischen Drahts in Abhängigkeit von der Reynoldszahl der Gasphase für verschiedene Flüssigkeiten und Flüssigkeitsbelastungen (a), (b). Vergleich mit Korrelationen für Filme in Rohren (Braun und Hiby, 1970) und strukturierte Packungen (Bravo et al., 1985).

Zusätzlich führt die Krümmung des Films zu höheren Geschwindigkeitsgradienten-

ten an der Filmoberfläche gegenüber dem ebenen Film, wodurch der Stoffübergang gefördert wird. Der Stoffübergang ist jedoch für die PVP-Lösungen in guter Übereinstimmung mit der Korrelation für strukturierte Packungen, wobei die Daten für Wasser noch deutlich höher liegen. Bei niedriger Flüssigkeitsbelastung (Abb. 4.28b) gibt es eine bessere Übereinstimmung zwischen den experimentellen Daten von Wasser und der Korrelation für strukturierte Packungen. Die Daten für die PVP-Lösungen liegen jedoch unter dieser, besonders bei höheren Gasbelastungen.

In Abb. 4.29 ist die Sherwoodzahl geteilt durch die Wurzel der Schmidtzahl in Abhängigkeit von der Reynoldszahl für verschiedene Eintrittstemperaturen der Phasen dargestellt. Diese Darstellung eliminiert die Schmidtzahl als temperaturabhängigen Parameter und setzt voraus, dass die Sherwoodzahl für den gasseitigen Stoffübergang proportional zu $Sc^{0,5}$ ist (Duduković et al., 1996). Es zeigt sich, dass die Stoffübergangskoeffizienten bei höheren Eintrittstemperaturen beider Phasen deutlich niedriger sind, wobei jedoch erwartet wurde, dass die Verläufe der verschiedenen Eintrittstemperaturen aufgrund der gewählten Darstellung übereinstimmen. Da bei der Erhöhung der Temperatur keine wesentlichen Veränderungen der Filmströmung auftreten, ist dies als Ursache für die Verringerung des Stofftransports unwahrscheinlich. Werden hingegen die Eintrittstemperaturen von Flüssigkeit und Gas auf 20 °C bzw. 60 °C eingestellt, ergibt sich ein ähnlicher Verlauf wie bei gleichen Eintrittstemperaturen von 20 °C.

Temperatureinfluss

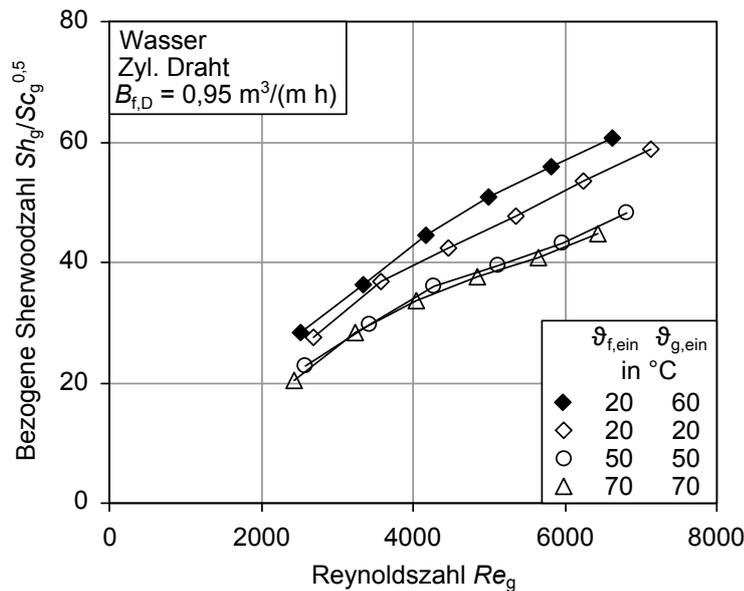


Abb. 4.29: Bezogene Sherwoodzahl für gasseitigen Stofftransport beim zylindrischen Draht in Abhängigkeit von der Reynoldszahl bei unterschiedlichen Eintrittstemperaturen der Phasen.

Bei höheren Eintrittstemperaturen lässt sich eine deutliche Abkühlung von Gas und

Flüssigkeit am Austritt feststellen (s. Abb. 4.30). Der qualitative Temperaturverlauf der Phasen im Kanal ist in Abb. 4.31a gezeigt. Bei zunehmender Gasbelastung sinkt die Austrittstemperatur der Flüssigkeit, wohingegen die Austrittstemperatur der Gasphase kontinuierlich steigt. Bei der Gasphase sind hauptsächlich Wärmeverluste über die Kanalwand verantwortlich für den Abfall gegenüber der Eintrittstemperatur, wobei bei steigender Gasbelastung die Abkühlung geringer ausfällt. Die Abnahme der Flüssigkeitstemperatur mit steigender Gasbelastung ist auf die stärkere Abkühlung durch den höheren Verdunstungsmassenstrom der Flüssigkeit zurückzuführen.

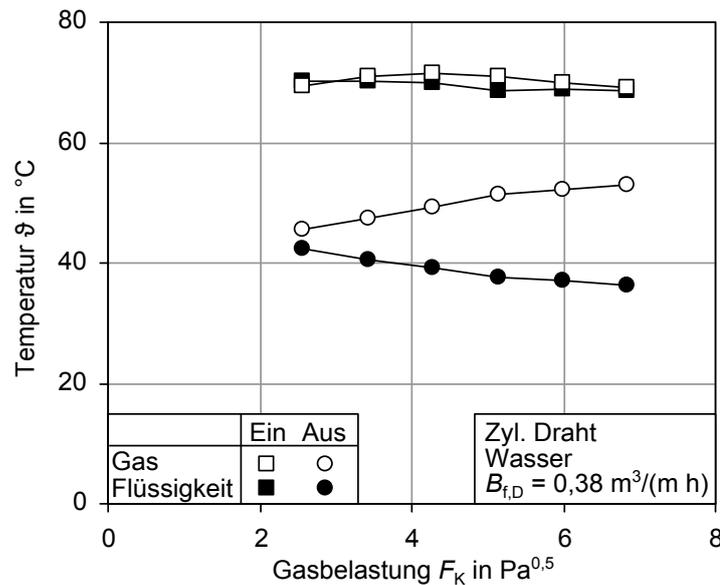


Abb. 4.30: Ein- und Austrittstemperaturen beim zylindrischen Draht bei gleichen Eintrittstemperaturen in Abhängigkeit von der Gasbelastung.

Es wird vermutet, dass die Verdunstung der Flüssigkeit eine Temperaturabsenkung an der Oberfläche herbeiführt, so dass sich im Film ein radialer Temperaturgradient einstellt, wie in Abb. 4.31b angedeutet. Dies ist besonders dann zu erwarten, wenn die Eintrittstemperatur der Flüssigkeit stark von der Kühlgrenztemperatur abweicht, die unter den gegebenen Bedingungen im Bereich von 20 °C bis 25 °C liegt. Dies würde bedeuten, dass der tatsächliche Dampfdruck an der Filmoberfläche niedriger ist als jener, der aus den gemessenen mittleren Temperaturen am Ein- und Ausgang des Kanals gebildet wird. In der Konsequenz würden die Stoffübergangskoeffizienten aufgrund einer zu hoch angenommenen treibenden Konzentrationsdifferenz zu niedrig berechnet werden (s. Gl. (3.16)). Dies ist eine mögliche Erklärung für die abfallenden Stoffübergangskoeffizienten bei steigender Flüssigkeitseintrittstemperatur. Tritt die Flüssigkeit hingegen mit einer Temperatur nahe der Kühlgrenztemperatur in den Kanal ein, sollte die Oberflächentemperatur annähernd der mittleren Flüssigkeitstemperatur

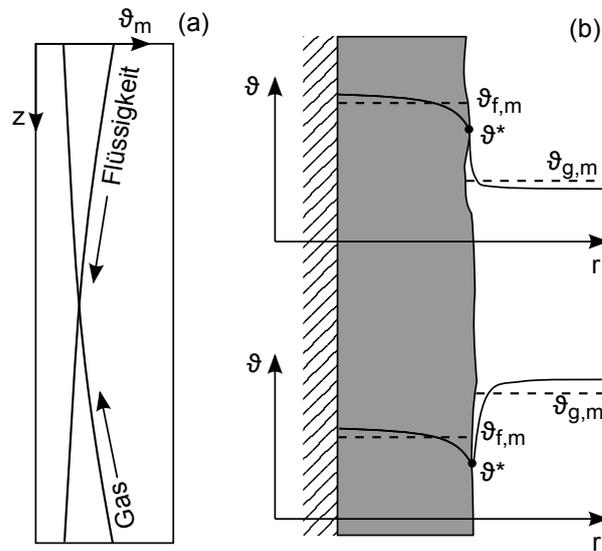


Abb. 4.31: (a): Skizze des Profils der mittleren Temperaturen über der Kanalhöhe; (b): Skizze der radialen Temperaturprofile im Film und in der Gasphase am Ein- und Austritt des Kanals.

entsprechen. Dies würde erklären, warum die Ergebnisse der Messungen, bei denen lediglich die Luft erhitzt wurde, vergleichbar sind mit jenen, die bei Raumtemperatur durchgeführt wurden.

In [Abb. 4.32](#) ist der gasseitige Stoffübergangskoeffizient in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Drahtgeometrien und Flüssigkeitsbelastungen dargestellt. Beim zylindrischen Draht lassen sich deutlich höhere Stoffübergangskoeffizienten feststellen als bei den Ketten. Diese Beobachtung lässt sich darauf zurückführen, dass die Perlungeschwindigkeit bei den Ketten geringer, im Fall der Gourmette- und der Uhrkette sogar gleich null ist. Es lassen sich jedoch bei den Ketten ebenfalls größere Stoffübergangskoeffizienten bei höheren Flüssigkeitsbelastungen feststellen. Die Kugulkette, bei der sich bewegte Flüssigkeitsstrahlen ausmachen lassen, hat etwas höhere Werte als die Gourmettekette und die Uhrkette.

[Abb. 4.33a und b](#) zeigen beispielhaft einen Vergleich der experimentellen Daten mit Literaturdaten für die Uhrkette und die Kugulkette bei verschiedenen Flüssigkeitsbelastungen, dargestellt als Sherwoodzahl über der Reynoldszahl. Als Referenz sind Korrelationen von [Braun und Hiby \(1970\)](#) (Gl. (2.28)) für ebene Filme in Rohren und von [Bravo et al. \(1985\)](#) (Gl. (2.80)) für strukturierte Packungen angegeben. Es ist offensichtlich, dass die Uhrkette ([Abb. 4.33a](#)) eine gute Übereinstimmung mit der Korrelation für ebene Filme in Rohren hat. Hingegen sind die Sherwoodzahlen der Kugulkette ([Abb. 4.33b](#)) höher und zumindest bei einer hohen Flüssigkeitsbelastung

Draht-
geometrien

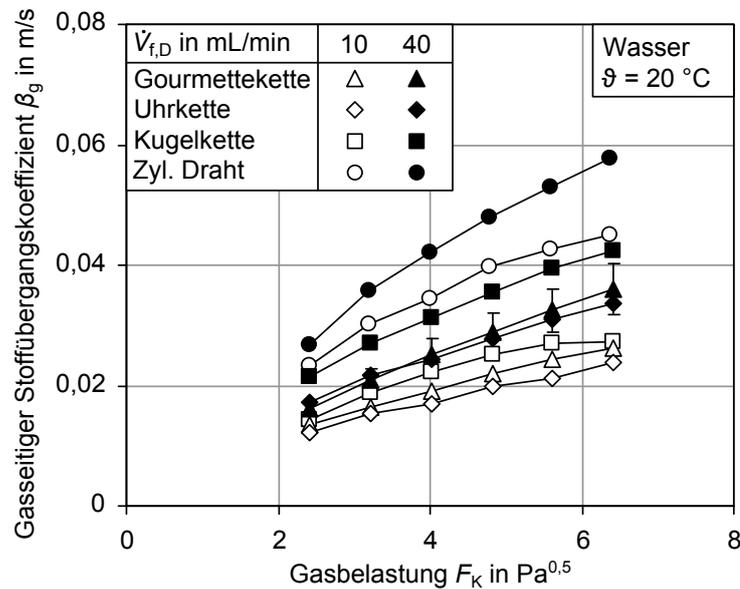


Abb. 4.32: Gasseitiger Stoffübergangskoeffizient in Abhängigkeit von der Gasbelastung für unterschiedliche Drahtgeometrien und Flüssigkeitsvolumenströme.

im Bereich der Korrelation für strukturierte Packungen. Es zeigt sich also, dass bei unterbundener Perlenbewegung, wie im Fall der Uhrkette, ähnliche Stoffübergangskoeffizienten wie bei ebenen Filmen auftreten.

Drahtbündel

Abb. 4.34 zeigt die Sherwoodzahl beim Drahtbündel bei verschiedenen Gaseintrittstemperaturen. Man erkennt eine sehr gute Übereinstimmung der Verläufe. Wie bereits beim Einzeldraht besprochen, lässt sich dies dadurch erklären, dass sich aufgrund der niedrigen Flüssigkeitseintrittstemperaturen keine wesentlichen radialen Temperaturgradienten im Film einstellen. Dies unterstützt die Vermutung, dass radiale Temperaturgradienten die Ursache für unplausible Ergebnisse der gasseitigen Stoffübergangsmessungen bei höheren Flüssigkeitseintrittstemperaturen waren. Die verwendete Messmethode kann demnach nur angewendet werden, wenn die Dampfdrücke an der Phasengrenze hinreichend genau bekannt sind.

In **Abb. 4.35** wird ein Vergleich des gasseitigen Stoffübergangs zwischen dem Einzeldraht und dem Drahtbündel vorgenommen. Dargestellt ist die Sherwoodzahl über der Reynoldszahl für verschiedene Flüssigkeitsbelastungen. Beide Konfigurationen wurden im gleichen Bereich der Gasbelastung untersucht. Der niedrigere Bereich der Reynoldszahlen beim Drahtbündel ergibt sich aufgrund des geringeren hydraulischen Durchmessers. Die Werte des Drahtbündels sind etwas höher als jene des Einzeldrahts. Diese Beobachtung kann damit erklärt werden, dass die Gaspassagen beim Drahtbündel gewundener sind und daher örtlich höhere effektive Gasgeschwindigkeiten

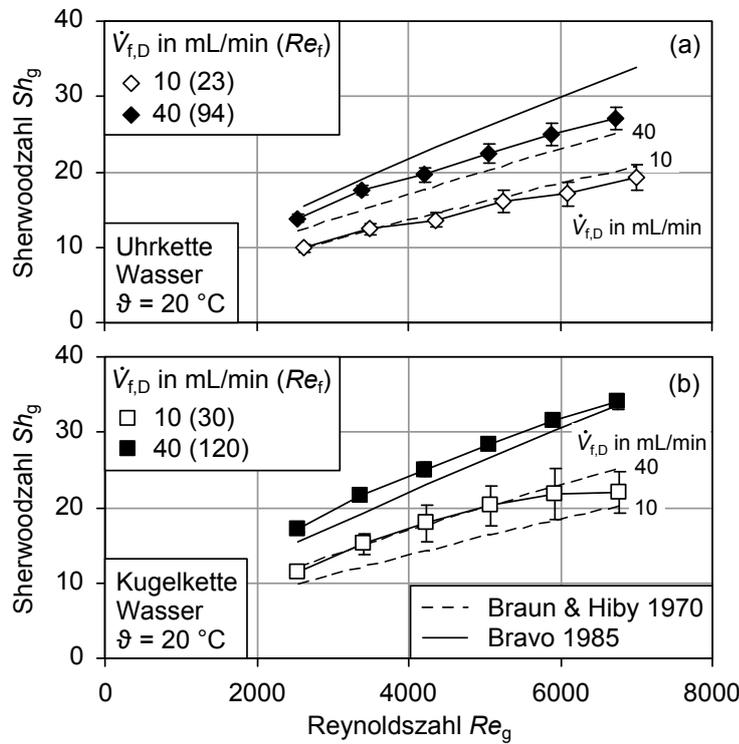


Abb. 4.33: Sherwoodzahl der Gasphase in Abhängigkeit von der Reynoldszahl bei unterschiedlichen Flüssigkeitsvolumenströmen für die Uhrkette (a) und die Kugelkette (b). Vergleich mit Korrelationen von Braun und Hiby (1970) und Bravo et al. (1985) (keine Abhängigkeit von der Flüssigkeitsbelastung).

auftreten. Beim Drahtbündel lässt sich auch eine Erhöhung der Sherwoodzahlen mit steigender Flüssigkeitsbelastung bei hohen Gasbelastungen erkennen. Insgesamt liegen die Werte des Drahtbündels deutlich oberhalb der Korrelation für strukturierte Packungen nach Bravo et al. (1985).

In Abb. 4.36 ist die gaseitige Sherwoodzahl in Abhängigkeit von der Reynoldszahl für verschiedene Flüssigkeiten beim Drahtbündel dargestellt. Wie bei den Messungen am Einzeldraht zeigt sich mit zunehmender Viskosität der Flüssigkeit eine Abnahme der Sherwoodzahlen. Beim Drahtbündel tritt diese Abhängigkeit noch deutlicher hervor.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass die Perlenbewegung den Stoffübergang verbessert. Diese Verbesserung kann aber nicht allein auf die höhere Relativgeschwindigkeit der Perlen gegenüber der Gasphase im Vergleich zum glatten Film zurückgeführt werden, weil die Perlengeschwindigkeit in dem betrachteten Parameterbereich deutlich niedriger als die mittlere Gasgeschwindigkeit ist. Daher ist die

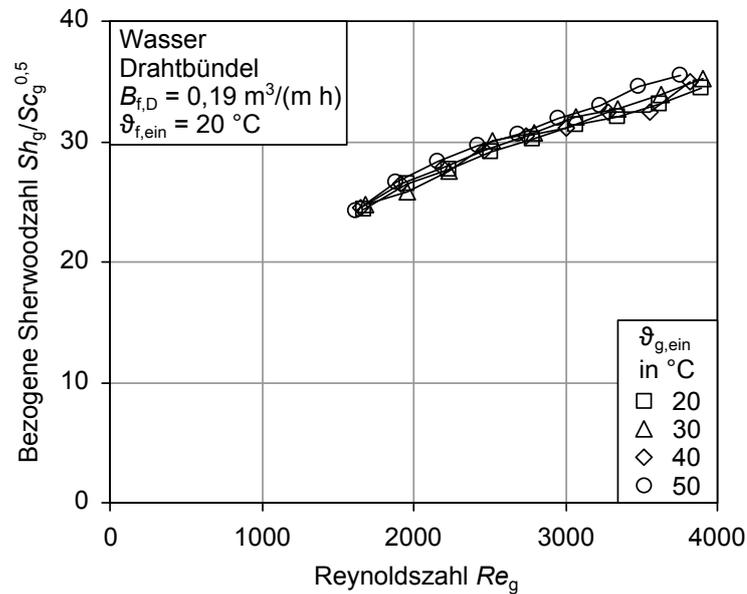


Abb. 4.34: Bezogene Sherwoodzahl für gaseitigen Stofftransport beim Drahtbündel in Abhängigkeit von der Reynoldszahl bei unterschiedlichen Gaseintrittstemperaturen.

Relativgeschwindigkeit gegenüber der Gasgeschwindigkeit bei hoher Gasbelastung nicht um den gleichen Faktor größer wie bei niedrigen Gasbelastungen. Dennoch ist eine deutliche Verbesserung des Stoffübergangs über den gesamten Bereich der Gasbelastung zu beobachten. Es ist daher wahrscheinlich, dass die Formänderung der Perlen bei hohen Gasbelastungen die Turbulenz in der Gasphase fördert und damit den gaseitigen Stoffübergang verbessert. Für die Steigerung der Stoffübergangskoeffizienten mit zunehmender Flüssigkeitsbelastung ist neben der höheren Perlengeschwindigkeit auch die größere Anzahl an Perlen am Draht verantwortlich. Gemäß der Penetrationstheorie ergeben sich dann kürzere Kontaktzeiten und somit größere Stoffübergangskoeffizienten.

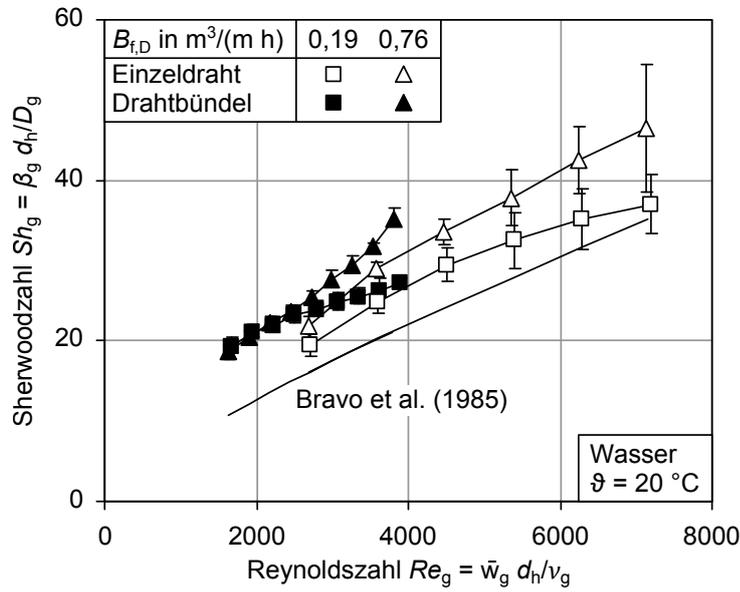


Abb. 4.35: Sherwoodzahl der Gasphase in Abhängigkeit von der Reynoldszahl für unterschiedliche Flüssigkeitsbelastungen für den Einzeldraht und das Drahtbündel. Vergleich mit einer Korrelation für strukturierte Packungen von Bravo et al. (1985).

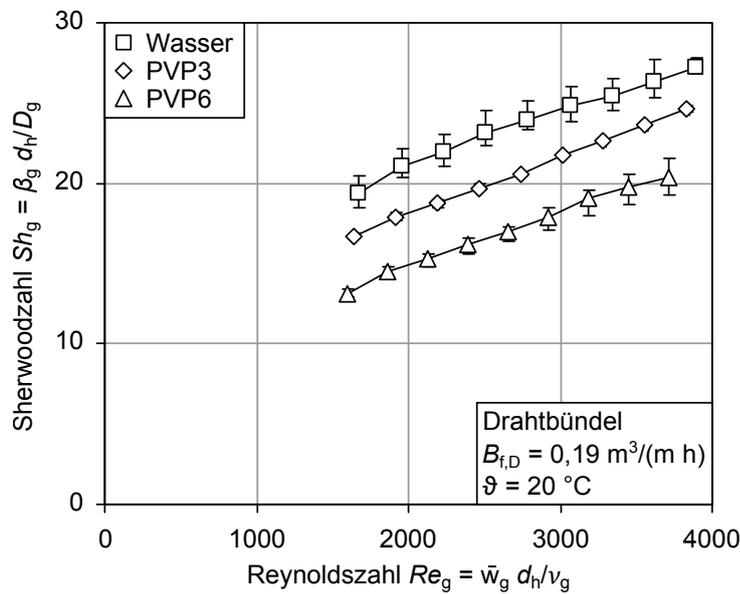


Abb. 4.36: Sherwoodzahl der Gasphase in Abhängigkeit von der Reynoldszahl für unterschiedliche Flüssigkeiten beim Drahtbündel.

4.8 Flüssigkeitsseitiger Stofftransport

Zyl. Draht In **Abb. 4.37** ist der flüssigkeitsseitige Stoffübergangskoeffizient in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeitsbelastungen für den zylindrischen Draht dargestellt, die Fehlerbalken repräsentieren die minimalen und maximalen Werte. Die experimentellen Daten werden mit einer Korrelation von **Brauer (1971)** (Gl. 2.34) für ebene Rieselfilme und mit Daten einer strukturierten Packung ($a_P = 196 \text{ m}^2/\text{m}^3$, $\theta = 45^\circ$) nach dem Modell von **Rocha et al. (1996)** verglichen. Die Umfangsbelastung der Packung B_f lässt sich mit Gl. (2.55) in die auf die Querschnittsfläche bezogene Flüssigkeitsbelastung $v_{f,P}$ umrechnen, bei der gegebenen spezifischen Oberfläche der Packung ergibt sich ein Wertebereich für $v_{f,P}$ von $37,5 \text{ m}^3/(\text{m}^2 \text{ h})$ bis $150 \text{ m}^3/(\text{m}^2 \text{ h})$. Es ist zu erkennen, dass die Stoffübergangskoeffizienten für den Einzeldraht größer sind als jene von ebenen Filmen. Außerdem ist die Abhängigkeit von der Flüssigkeitsbelastung ausgeprägter. Dies lässt darauf schließen, dass die Filmstruktur aus Perlen und Basisfilm die Durchmischung des Films intensiviert und dadurch den Stofftransport verbessert. Die Ergebnisse zeigen, dass sich die Stoffübergangskoeffizienten mit zunehmender Gasbelastung leicht erhöhen, was auf eine Erhöhung des Impulsaustauschs zwischen Film und Gasströmung hindeutet.

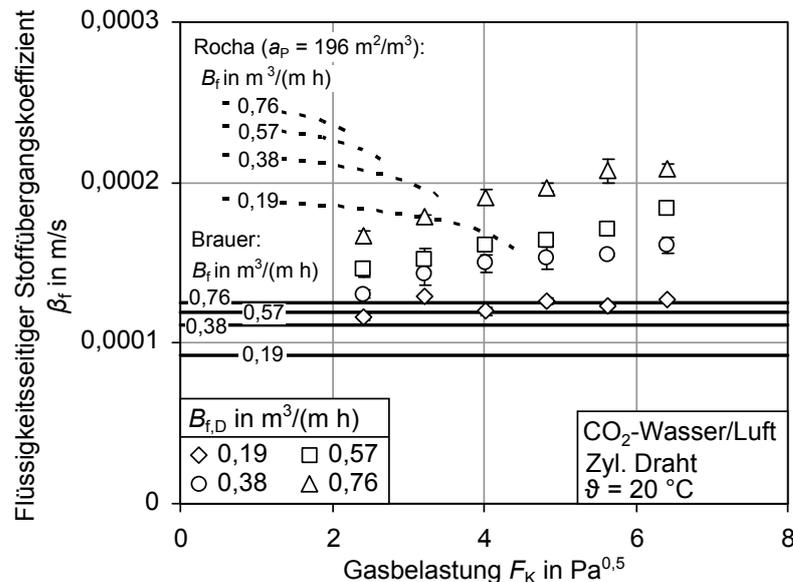


Abb. 4.37: Flüssigkeitsseitiger Stoffübergangskoeffizient beim zylindrischen Draht in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeitsbelastungen. Vergleich mit Korrelationen von (Brauer, 1971) für ebene Rieselfilme (durchgezogene Linien) und Modelldaten von (Rocha et al., 1996) für strukturierte Packungen (gestrichelte Kurven).

Die flüssigkeitsseitigen Stoffübergangskoeffizienten der betrachteten strukturierten

Packung sind größer als die des Einzeldrahts, zeigen aber eine ähnliche Abhängigkeit von der Flüssigkeitsbelastung. Im Gegensatz zum Einzeldraht nehmen die Stoffübergangskoeffizienten nach dem Modell von Rocha et al. (1996) mit zunehmender Gasbelastung ab. Die Ursache liegt in der Definition der Kontaktzeit im auf der Penetrationstheorie basierenden Modell. Diese wird mit einer charakteristischen Länge der Packung und der effektiven Flüssigkeitsgeschwindigkeit gebildet (s. Gl. (2.83)). Da die Flüssigkeitsgeschwindigkeit mit zunehmender Gasbelastung aufgrund des Impulstransports über die Phasengrenze abnimmt (der Flüssigkeitsinhalt steigt), erhöht sich die Kontaktzeit und die Stoffübergangskoeffizienten sinken. Es ist jedoch kritisch zu hinterfragen, ob die vorhergesagten Verläufe realistisch sind, da eine Intensivierung des Stoffübergangs durch den erhöhten Impulsaustausch mit der Gasströmung im Modell nicht berücksichtigt wird.

In Abb. 4.38 ist die Höhe einer flüssigkeitsseitigen Übergangseinheit in Abhängigkeit vom Flüssigkeitsvolumenstrom bei verschiedenen Gasbelastungen dargestellt. Zum Vergleich sind experimentelle Daten von Absorptionsversuchen an einem zylindrischen Draht mit einem Durchmesser von 0,9 mm von Chinju et al. (2000) dem Diagramm hinzugefügt, die entsprechend umgerechnet wurden (s. Anhang B). Die Versuche von Chinju et al. (2000) wurden bei niedrigeren Flüssigkeitsvolumenströmen durchgeführt, dennoch scheinen die Ergebnisse einem gemeinsamen Trend zu folgen. Bei steigender Gasbelastung ergeben sich aufgrund zunehmender flüssigkeitsseitiger Stoffübergangskoeffizienten (s. Abb. 4.37) niedrigere HTU_f -Werte.

Einen Vergleich der experimentellen Ergebnisse der flüssigkeitsseitigen Stoffübergangskoeffizienten von zylindrischem Einzeldraht und Drahtbündel zeigt Abb. 4.39. Es wird deutlich, dass sich die Ergebnisse beider Konfigurationen, anders als beim gasseitigen Stoffübergang (s. Abb. 4.35), kaum unterscheiden. Man kann daraus schließen, dass sich die Filme an benachbarten Drähten gegenseitig nicht beeinflussen.

Generell kann festgestellt werden, dass flüssigkeitsseitiger wie auch gasseitiger Stoffübergang bei der Filmströmung an Drähten gegenüber ebenen Filmen verbessert sind. Hohe Stoffübergangskoeffizienten werden in technischen Anwendungen allgemein angestrebt, weil dadurch die Abmessungen der Apparate verringert werden können. Zur Berechnung der Trennleistung einer Drahtbündelpackung muss jedoch neben den Stoffübergangskoeffizienten auch die Packungsgeometrie berücksichtigt werden, dieser Aspekt wird im folgenden Kapitel behandelt.

Drahtbündel

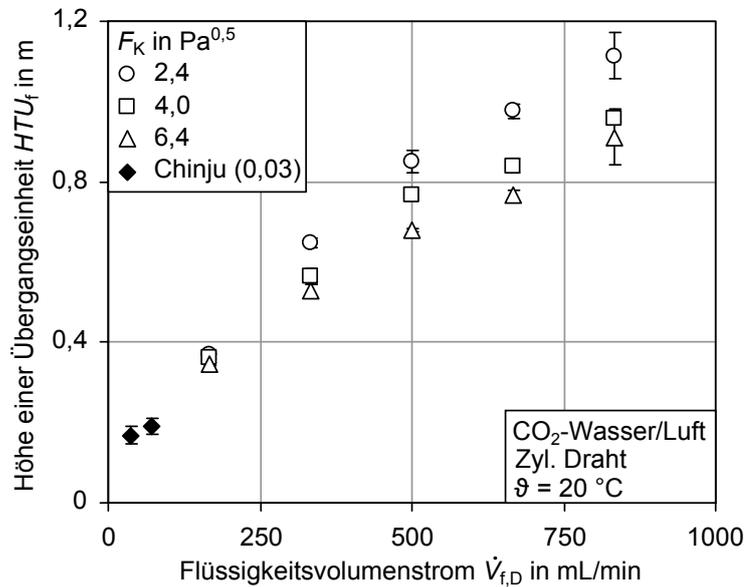


Abb. 4.38: Höhe einer flüssigkeitsseitigen Übergangseinheit in Abhängigkeit vom Flüssigkeitsvolumenstrom für verschiedene Gasbelastungen. Vergleich mit Ergebnissen von Chinju et al. (2000).

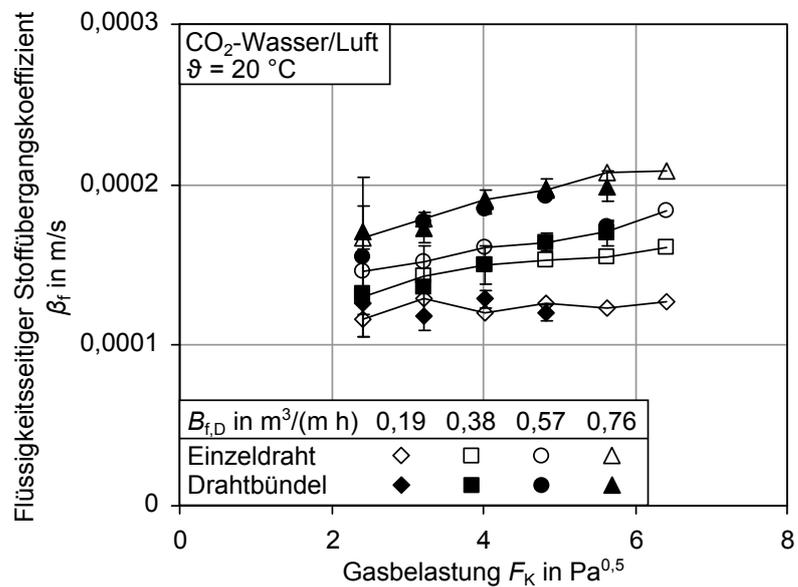


Abb. 4.39: Flüssigkeitsseitiger Stoffübergangskoeffizient in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeitsbelastungen von zylindrischem Einzeldraht und Drahtbündel.

4.9 Vorhersage der Charakteristik der Drahtbündelpackung

Zur Erzielung einer für technische Anwendungen ausreichend hohen spezifischen Packungsoberfläche muss eine bestimmte Packungsdichte der Drähte gewählt werden. In [Abb. 4.40](#) sind sowohl die trockenen spezifischen Packungsoberflächen als auch die vorhergesagten effektiven spezifischen Filmoberflächen in Abhängigkeit von der Flüssigkeitsbelastung einer Packung aus zylindrischen Drähten mit einem Durchmesser von $d_D = 1$ mm für verschiedene Packungsdichten (siehe auch [Tab. 3.5](#)) dargestellt. Die Daten wurden aus den Einzeldrahtmessungen bestimmt, die spezifischen Oberflächen wurden nach [Gl. \(3.52\)](#) und [Gl. \(3.53\)](#), die Flüssigkeitsbelastung der Packung nach [Gl. \(3.54\)](#) berechnet. Da die spezifischen Filmoberflächen keine Abhängigkeit von der Gasbelastung aufweisen, wurden die Mittelwerte im Bereich $F_K = 0 \text{ Pa}^{0,5}$ bis $6,4 \text{ Pa}^{0,5}$ gebildet. Man erkennt, dass die spezifischen Filmoberflächen mit zunehmender Flüssigkeitsbelastung ansteigen und deutlich größer sind als die trockene Packungsoberfläche, was sich direkt aus den Einzeldrahtmessungen ergibt ([Abb. 4.25](#)). Bei strukturierten Packungen hingegen überschreitet die effektive Filmoberfläche die trockene Packungsoberfläche nicht. Neuere Ergebnisse zeigen, dass die Abhängigkeit von der Flüssigkeitsbelastung bei herkömmlichen strukturierten Packungen weitaus weniger ausgeprägt ist, als für die Drahtbündelpackung prognostiziert wird ([Aferka et al., 2011](#)). Dieses unterschiedliche Verhalten lässt sich mit den vorwiegend als eben zu betrachtenden Flächen einer strukturierten Packung erklären, auf denen ein Film bei Erhöhung seiner Dicke aus geometrischer Sicht keine Änderung der Oberfläche erfährt.

Filmoberfläche

In [Abb. 4.41](#) ist die Höhe der gaseitigen Übergangseinheiten in Abhängigkeit von der Gasbelastung für Wasser und die PVP-Lösungen bei verschiedenen Flüssigkeitsbelastungen für eine Packung aus zylindrischen Drähten mit einer Packungsdichte von $62\,500 \text{ 1/m}^2$ dargestellt. Mit zunehmender Gasbelastung erhöhen sich die HTU_g -Werte. Dies resultiert aus der Tatsache, dass die gaseitigen Stoffübergangskoeffizienten von der Gasleerrohrgeschwindigkeit mit einem Exponenten < 1 abhängen (Exponent nach [Bravo et al. \(1985\)](#): 0,8; s. [Gl. \(2.80\)](#)), während die Gasleerrohrgeschwindigkeit im Zähler der Definitionsgleichung von HTU_g auftritt. Bei steigender Flüssigkeitsbelastung verringern sich die HTU_g -Werte aufgrund der zunehmenden Filmoberfläche und steigender Stoffübergangskoeffizienten. Aus dem gleichen Grund sinken die HTU_g -Werte mit zunehmender Viskosität der Flüssigkeit. Zwar verringern sich die gaseitigen Stoffübergangskoeffizienten mit höherer Viskosität, allerdings wirkt sich hier die Zunahme der Filmoberfläche stärker aus. Anders betrachtet bedeutet dies, dass der volumetrische Stoffübergangskoeffizient $\beta_g \cdot a_{f,P}$ mit zunehmender Viskosität der Flüssigkeit steigt.

Gaseitige
Trennleistung

[Abb. 4.42](#) zeigt die Höhe der gaseitigen Übergangseinheiten für Wasser im Vergleich mit dem Modell von [Rocha et al. \(1996\)](#) für eine strukturierte Packung ($a_P =$

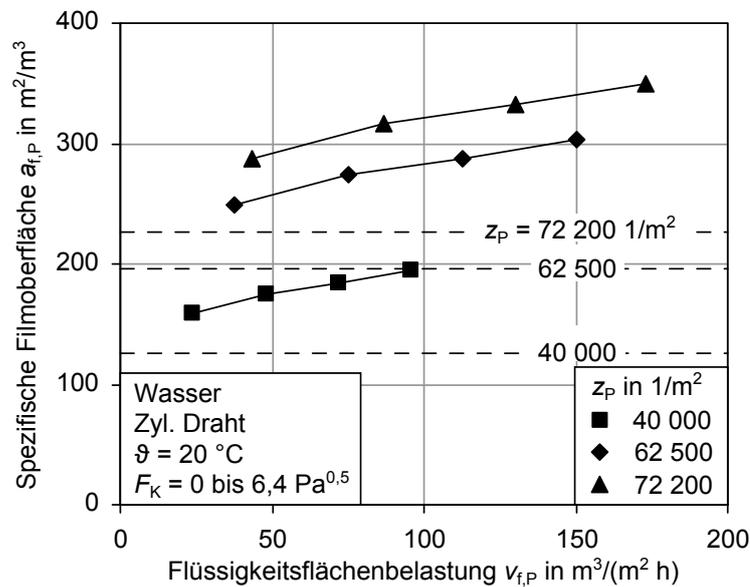


Abb. 4.40: Vorausberechnung der spezifischen Filmoberfläche einer Drahtbündelpackung aus zylindrischen Drähten mit unterschiedlicher Packungsdichte in Abhängigkeit von der Flüssigkeitsbelastung (Gestrichelte Linien: Trockene spezifische Packungsfläche).

196 m²/m³, $\theta = 45^\circ$), sowie mit experimentellen Daten der HTU_{og} -Werte einer strukturierten Packung, Ralu Pack 250YC ($a_P = 250$ m²/m³, $\theta = 45^\circ$) (aus Maćkowiak (1999)). Für die strukturierte Packung nach Rocha et al. (1996) wurde eine spezifische Packungsfläche gewählt, die jener der Drahtbündelpackung bei der gegebenen Packungsdichte entspricht. Der dargestellte Bereich der strukturierten Packungen erstreckt sich bis zur Flutgrenze. Man erkennt, dass der vorhergesagte Bereich der Gasbelastung der Drahtbündelpackung deutlich höher liegt als jener der strukturierten Packungen. Die höheren HTU_g -Werte der Drahtbündelpackung zeigen jedoch, dass die Trennleistung schlechter ist als die der strukturierten Packung vergleichbarer spezifischer Packungsfläche. Dies liegt nicht an den gaseitigen Stoffübergangskoeffizienten, die, wie bereits vorgestellt, höher sind, sondern an der Strömungsführung der Gaskanäle in der strukturierten Packung: Die verschränkten Blechlagen bilden sich schräg kreuzende halboffene Kanäle, wodurch es durch den Verschränkungswinkel zu höheren effektiven Gasgeschwindigkeiten gegenüber den geradlinigen vertikalen Strömungskanälen der Drahtbündelpackung kommt. Daraus resultieren letztendlich höhere Stoffaustauschraten und eine bessere Trennleistung. Dieser Effekt lässt sich auch bei strukturierten Packungen mit unterschiedlichen Verschränkungswinkeln beobachten. So sind viele Packungen alternativ zum üblichen Winkel von 45° (Y-Form) mit einem Verschränkungswinkel von 60° (X-Form) gegenüber der Horizontalen er-

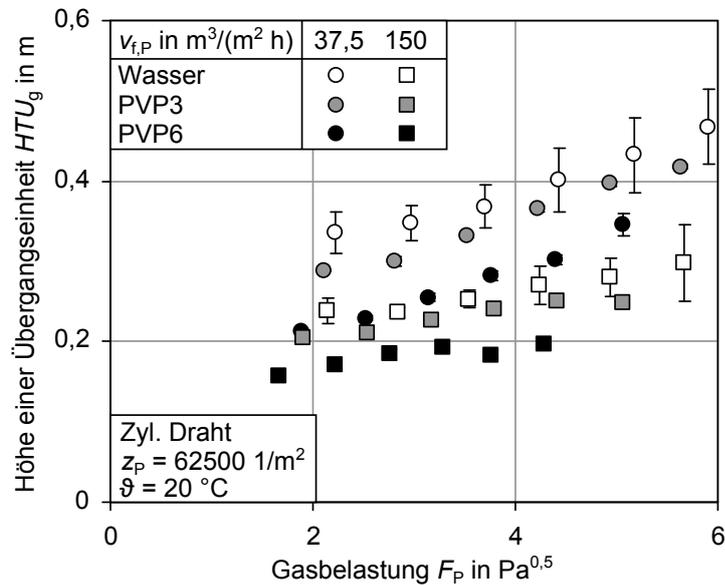


Abb. 4.41: Vorausberechnung der Höhe einer gasseitigen Übergangseinheit in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeiten und Flüssigkeitsbelastungen bei gegebener Packungsdichte.

hältlich. Diese besitzen eine geringere Trennleistung bei gleichzeitig niedrigerem Druckverlust (Olujić et al., 1999, 2007). Die experimentellen Werte der Trennleistung für die Ralu Pack 250YC Packung zeigen ein Verhalten, welches mit dem Modell von Rocha et al. (1996) nicht vorhergesagt werden kann. Oberhalb der Staugrenze verbessert die intensive Interaktion der Phasen die Trennleistung, was sich in sinkenden HTU_g -Werten ausdrückt.

In Abb. 4.43 ist die vorhergesagte Höhe einer flüssigkeitsseitigen Übergangseinheit dargestellt. Zusätzlich sind Daten einer strukturierten Packung ($a_p = 196 \text{ m}^2/\text{m}^3$, $\theta = 45^\circ$) nach dem Modell von Rocha et al. (1996) angegeben. Anders als bei den gasseitigen HTU_g -Werten stimmen die flüssigkeitsseitigen Trennleistungen in den Wertebereichen überein, auch wenn bei der Drahtbündelpackung höhere Gasbelastungen erreicht werden und die Abhängigkeit von der Gasbelastung entgegengesetzt ist. Im Gegensatz zur Gasströmung folgt die Flüssigkeit bei einer strukturierten Packung weniger stark der durch die schrägen Strömungskanäle vorgegebenen Richtung, so dass die Abweichung der Fließrichtung von der Vertikalen weniger ausgeprägt ist (Shetty und Cerro, 1997). Die Trennleistung sinkt naturgemäß mit zunehmender Flüssigkeitsbelastung, weil die Verweilzeit der Flüssigkeit in der Packung abnimmt. Allerdings verringert sich die Trennleistung bei der Drahtbündelpackung nicht im gleichen Maße wie bei der strukturierten Packung, weil bei dieser die Filmoberfläche

Flüssigkeits-
seitige
Trennleistung

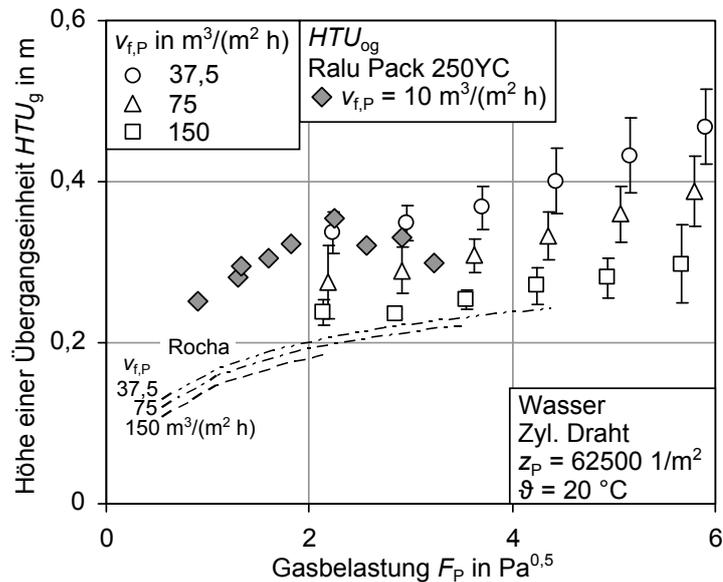


Abb. 4.42: Vorausberechnung der Höhe einer gaseitigen Übergangseinheit in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeitsbelastungen bei gegebener Packungsdichte. Vergleich mit Literaturdaten (Mackowiak, 1999) und dem Modell von Rocha et al. (1996).

mit zunehmender Flüssigkeitsbelastung deutlich ansteigt, während sie sich bei jener nur geringfügig ändert. Da die flüssigkeitsseitigen Stoffübergangskoeffizienten mit zunehmender Gasbelastung ansteigen, sinken die HTU_f -Werte. Die HTU_f -Werte der strukturierten Packung steigen jedoch mit zunehmender Gasbelastung, weil die vorausberechneten flüssigkeitsseitigen Stoffübergangskoeffizienten sinken (s. Abb. 4.37).

Drahtgeometrie

In Tab. 4.1 sind die vorausberechneten Eigenschaften einer Drahtbündelpackung aus den untersuchten Drahtgeometrien für eine Packungsdichte von $40\,000\,1/m^2$ aufgelistet. Aufgrund der Abmessungen der Ketten können sie nicht so dicht gepackt werden wie die zylindrischen Drähte. Zum Vergleich wurden Daten einer kommerziellen Packung (Montz B1-250) hinzugefügt. Man erkennt, dass die Ketten bei gleicher Packungsdichte eine deutlich höhere trockene Packungsoberfläche a_P aufweisen als der zylindrische Draht, allerdings ist der Lückengrad der Packung bei den Ketten kleiner. Mit zunehmender Flüssigkeitsbelastung $v_{f,P}$ steigt die Filmoberfläche deutlich an. Im Fall der Gourmettekette ist die effektive Filmoberfläche jedoch geringer als die trockene Oberfläche. Dies ergibt sich direkt aus den Ergebnissen der Einzeldrahtuntersuchungen. Im Vergleich mit der strukturierten Packung zeigt sich, dass mit den Drahtbündelpackungen der verschiedenen Geometrien ähnlich hohe spezifische

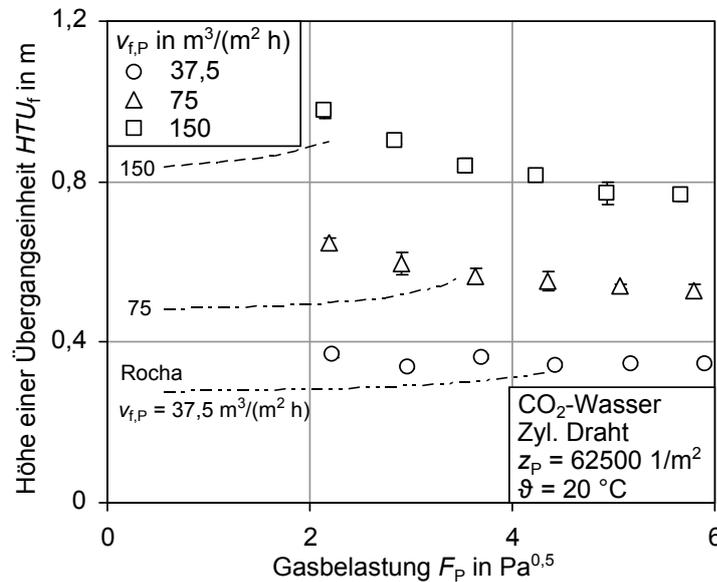


Abb. 4.43: Vorausberechnung der Höhe einer flüssigkeitsseitigen Übergangseinheit in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeitsbelastungen bei gegebener Packungsdichte. Vergleich mit dem Modell von Rocha et al. (1996).

Filmoberflächen erzielt werden können. Allerdings ist der Lückengrad geringer und die Materialausnutzung, d. h. das Verhältnis von Packungsoberfläche zu Volumen des Packungsmaterials A_P/V_P , deutlich schlechter als bei der strukturierten Packung. Das liegt daran, dass die Bleche der strukturierten Packungen sehr dünn sind, was sich positiv auf Materialausnutzung und den Lückengrad auswirkt. Um eine vergleichbare Materialausnutzung zu erreichen, müsste nach Gl. (2.46) und Gl. (2.47) der Durchmesser der Drähte der doppelten Blechdicke entsprechen. Da die Drähte dann sehr dünn sein würden, müsste die Packungsdichte zur Erzielung einer ausreichend großen spezifischen Packungsoberfläche weiter erhöht werden. Dies erscheint angesichts der zunehmenden Komplexität nicht sinnvoll. Außerdem ist zu erwarten, dass es zur Koaleszenz von Filmen an benachbarten Drähten kommt, wodurch die effektive Filmoberfläche deutlich abnehmen würde. Vor diesem Hintergrund ist eine weitere Optimierung der Drahtgeometrien erstrebenswert. Es ist zu untersuchen, ob möglicherweise mit dünnen perforierten Blechstreifen ähnliche Fließeigenschaften wie bei den Ketten erzielt werden können.

Abb. 4.44 zeigt die vorausberechneten gaseitigen HTU_g -Werte von Packungen verschiedener Drahtgeometrien bei einer Packungsdichte von $40\,000 \text{ 1/m}^2$. Daher sind die Trennleistungen für den zylindrischen Draht deutlich geringer als bei der in Abb. 4.41 und Abb. 4.42 dargestellten höheren Packungsdichte. Da die Ketten eine deutlich größere Oberfläche aufweisen, ist die Trennleistung bei diesen besser als

Tab. 4.1: Eigenschaften von Drahtbündelpackungen mit unterschiedlichen Drahtgeometrien bei einer Packungsdichte von $40\,000\,1/\text{m}^2$.

	a_P m^2/m^3	ε_P -	A_P/V_P $10^3\text{m}^2/\text{m}^3$	$v_{f,P}$ in $\text{m}^3/(\text{m}^2\text{h})$			
				24		96	
				$a_{f,P}$ m^2/m^3	$h_{f,P}$ -	$a_{f,P}$ m^2/m^3	$h_{f,P}$ -
Zyl. Draht	126	0,97	4,0	160	0,022	195	0,048
Uhrkette	284	0,94	5,0	298	0,090	384	0,22
Gourmettekette	510	0,87	4,0	375	0,11	408	0,21
Kugelnkette	222	0,91	2,6	316	0,13	338	0,17
Montz B1-250	244 ^a	0,98 ^a	12,2	244 ^b	0,04 ^b	244 ^b	0,08 ^b

^a Werte aus [Olujić et al. \(1999\)](#) ^b Berechnet nach [Rocha et al. \(1996\)](#)

beim zylindrischen Draht. Allerdings ist die Gasleerrohrgeschwindigkeit bei gleicher effektiver Gasgeschwindigkeit aufgrund des geringeren Lückengrads und des höheren Flüssigkeitsinhalts bei den Ketten geringer. Die gasseitigen Trennleistungen erreichen jedoch auch bei den Ketten nicht die der strukturierten Packung.

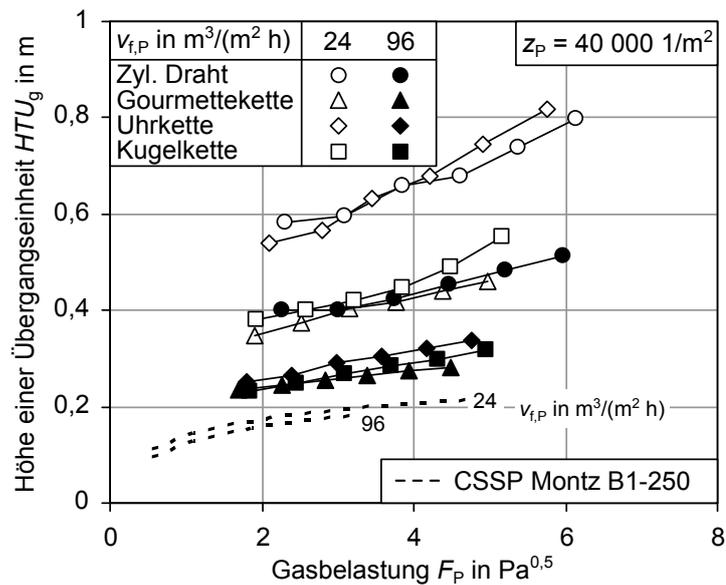


Abb. 4.44: Vorausberechnung der Höhe einer gasseitigen Übergangseinheit in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeitsbelastungen und Drahtgeometrien. Vergleich mit den Daten einer strukturierten Packung (s. [Tab. 4.1](#), berechnet nach dem Modell von [Rocha et al. \(1996\)](#)).

Abb. 4.45a zeigt den vorausberechneten spezifischen Druckverlust (Gl. (3.62)) einer Drahtbündelpackung aus zylindrischen Drähten in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeitsbelastungen. Zum Vergleich sind die Druckverlustkurven für eine strukturierte Packung nach Rocha et al. (1993) ($a_p = 200 \text{ m}^2/\text{m}^3$, $\theta = 45^\circ$) eingezeichnet. Man erkennt, dass der spezifische Druckverlust der Drahtbündelpackung um mehr als eine Größenordnung niedriger ist als jener der strukturierten Packung. Zu einem ähnlichen Ergebnis kamen auch Migita et al. (2005) in ihrer Studie an einer Drahtbündelpackung im Labormaßstab.

Spez. Druckverlust

Abb. 4.45b zeigt den prognostizierten Druckverlust per gaseitiger Übergangseinheit (Gl. (2.94)) für die Drahtbündelpackung und die strukturierte Packung. Obwohl

Druckverlust per Übergangseinheit

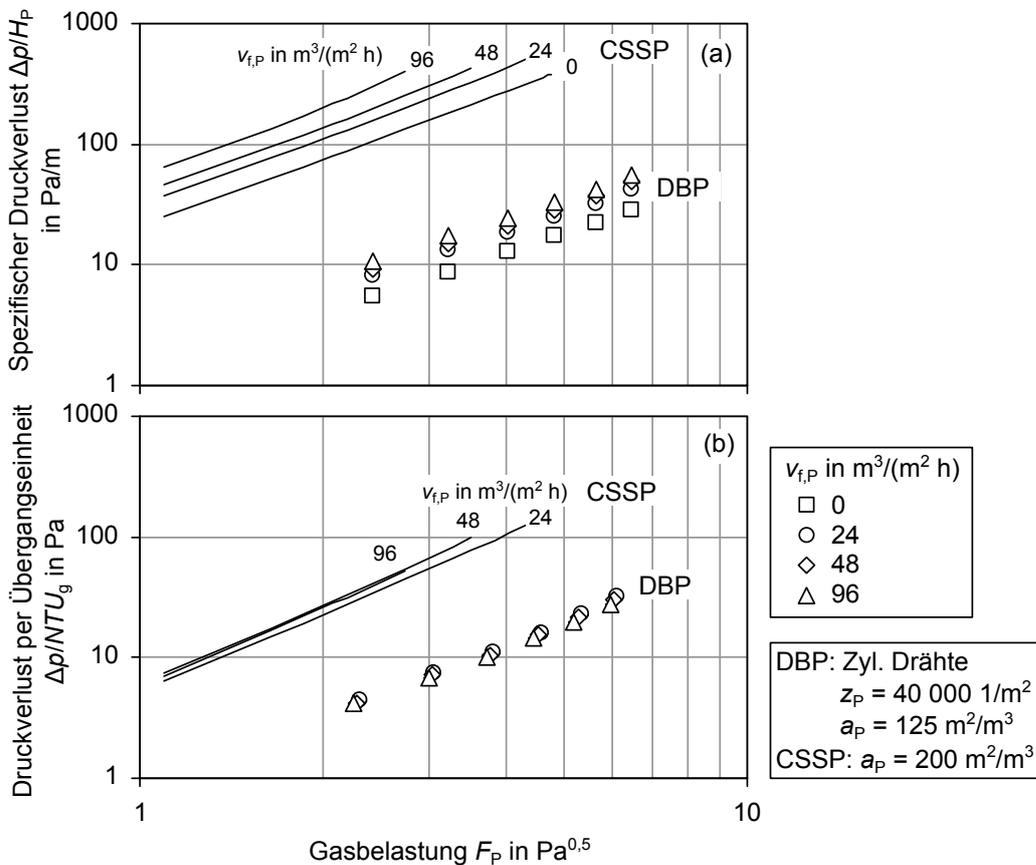


Abb. 4.45: Vorhersage des spezifischen Druckverlusts (a) und des Druckverlusts per gaseitiger Übergangseinheit (b) in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeitsbelastungen für die Drahtbündelpackung (DBP) und eine strukturierte Packung (CSSP) (nach Rocha et al. (1993)).

die gaseitigen HTU_g -Werte der Drahtbündelpackung, wie bereits gezeigt wurde, höher sind als bei der strukturierten Packung, ist der Druckverlust, der über der

Höhe einer gaseitigen Übergangseinheit abfällt, um eine Größenordnung niedriger. Dies zeigt die Eignung der Drahtbündelpackungen für Anwendungen, bei denen ein geringer Druckverlust von vorrangiger Bedeutung ist, so z. B. die Rauchgaswäsche (geringere erforderliche Gebläseleistung) oder die Vakuumrektifikation (geringere Sumpftemperaturen).

4.10 Fehlerbetrachtung

Fehlerfortpflanzung Um die Messunsicherheit einer indirekt bestimmten Größe abschätzen zu können, müssen die Unsicherheiten der Einflussgrößen bekannt sein. Bei einer Größe

$$\bar{A} = f(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}, \dots), \quad (4.4)$$

die eine Funktion verschiedener, mit zufälligen und systematischen Messunsicherheiten behafteten Eingangsgrößen x, y, z, \dots ist, berechnet sich die wahrscheinlichste Messunsicherheit der Ausgangsgröße (Gauß'sches Fehlerfortpflanzungsgesetz) als

$$\Delta A = \sqrt{\left(\frac{\partial A}{\partial x} \Delta x\right)^2 + \left(\frac{\partial A}{\partial y} \Delta y\right)^2 + \left(\frac{\partial A}{\partial z} \Delta z\right)^2 + \dots}, \quad (4.5)$$

wobei Δx , Δy und Δz die Messunsicherheiten der Eingangsgrößen sind. Dabei wird vorausgesetzt, dass die Eingangsgrößen vollständig voneinander unabhängig sind und deren Fehler sich mit einer Gauß'schen Normalverteilung beschreiben lassen (s. Gränicher (1996); Lozano-Aviles (2007)). Im Folgenden werden vereinfachende Rechenregeln vorgestellt.

Summen, Differenzen Bei Summen und Differenzen ist die absolute Messunsicherheit der Ausgangsgröße gleich der Wurzel aus der Summe der Quadrate der absoluten Messunsicherheiten der Eingangsgrößen. Für

$$A = f(x, y) = x + y \quad \text{bzw.} \quad A = f(u, v) = u - v \quad \text{ergibt sich} \quad (4.6)$$

$$\Delta A = \sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2} \quad \text{bzw.} \quad \Delta A = \sqrt{(\Delta u)^2 + (\Delta v)^2}. \quad (4.7)$$

Produkte, Quotienten Bei Produkten oder Quotienten ist die relative Messunsicherheit der Ausgangsgröße gleich der Wurzel der Summe der Quadrate der relativen Messunsicherheiten der Eingangsgrößen. Für

$$A = f(x, y, z) = x \cdot y / z \quad \text{ergibt sich} \quad (4.8)$$

$$\frac{\Delta A}{\bar{A}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta x}{\bar{x}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta y}{\bar{y}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta z}{\bar{z}}\right)^2}. \quad (4.9)$$

Bei Produkten mit potenzierten Eingangsgrößen ist die relative Messunsicherheit der Ausgangsgröße gleich der Wurzel der Summe der quadrierten Produkte der relativen Messunsicherheiten der Eingangsgrößen mit ihren Potenzen. Für

Produkte mit
Potenzen

$$A = f(x,y,z) = x^a \cdot y^b / z^c \quad \text{ergibt sich} \quad (4.10)$$

$$\frac{\Delta A}{\bar{A}} = \sqrt{\left(a \cdot \frac{\Delta x}{\bar{x}}\right)^2 + \left(b \cdot \frac{\Delta y}{\bar{y}}\right)^2 + \left(c \cdot \frac{\Delta z}{\bar{z}}\right)^2}. \quad (4.11)$$

Bei den Druckverlustmessungen lässt sich der Differenzdruck am Betz-Manometer mit einer Genauigkeit von $\pm 0,1$ mm ablesen. Dies ergibt eine relative Messunsicherheit von

Druckverlust

$$\frac{\Delta(\Delta p_K)}{\Delta p_K} = \pm 10\% (\pm 1,5\%) \quad \text{bei} \quad \dot{V}_g = 3 \text{ m}^3/\text{h} (8 \text{ m}^3/\text{h}).$$

Die Messunsicherheit bei der Bestimmung der Filmdicke ergibt sich aus den Abmessungen eines Pixels in den Bildaufnahmen. Es ergibt sich eine absolute Messunsicherheit von $\Delta \delta_f = \pm 10,3 \mu\text{m}$. Daraus ergibt sich für einen Bereich der Filmdicke von $100 \mu\text{m}$ bis $1800 \mu\text{m}$ eine relative Messunsicherheit von

Filmdicke

$$\frac{\Delta \delta_f}{\bar{\delta}_f} = \pm 0,6\% \quad \text{bis} \quad \pm 10\%.$$

Für die Perlengeschwindigkeit ergibt sich bei einer Wegstrecke von $s = 120$ mm und einer absoluten Messunsicherheit von $\Delta s = 6$ mm (Unsicherheit bei der Positionserfassung der Objekte) eine relative Messunsicherheit der Wegstrecke von $5,0\%$. Die absolute Messunsicherheit des Zeitintervalls der Messung bei einer Aufnahmezeit von $f_R = 1000$ Hz ist $\Delta \tau = 0,001$ s. Bei einer Perlengeschwindigkeit von $w_{\text{Perl}} = 1000$ mm/s ergibt sich das Zeitintervall für die Erfassung einer Perle zu $0,12$ s. Somit ist die relative Messgenauigkeit der Perlengeschwindigkeit

Perlen-
geschwindig-
keit

$$\frac{\Delta w_{\text{Perl}}}{\bar{w}_{\text{Perl}}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta s}{\bar{s}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \tau}{\bar{\tau}}\right)^2} = \pm 5\%.$$

Filmoberfläche

Die Messunsicherheit der Filmoberfläche ergibt sich hauptsächlich aus der Messunsicherheit der Filmdicke und der Drahtlänge. Untersuchungen haben gezeigt, dass der Einfluss der Messunsicherheiten der Perlangeschwindigkeit vernachlässigt werden kann. So wird die absolute Messunsicherheit der spezifischen Filmoberfläche beim zylindrischen Draht als

$$\Delta \tilde{a}_{f,D} = 2\pi \Delta \delta_f \quad (4.12)$$

berechnet. Bei einer spezifischen Filmoberfläche von $4000 \text{ mm}^2/\text{m}$ ergibt sich für den zylindrischen Draht eine relative Messunsicherheit von

$$\frac{\Delta \tilde{a}_{f,D}}{\tilde{a}_{f,D}} = \pm 1,6 \%$$

Da bei den Ketten die Filmoberfläche mit geometrischen Körpern angenähert wurde, ist mit einer höheren systematischen Messunsicherheit zu rechnen als beim zylindrischen Draht. Die relative Messunsicherheit der spezifischen Filmoberfläche bei den Ketten wird daher mit $\pm 5 \%$ angenommen.

Für die Messunsicherheit der Filmlänge von 1036 mm bzw. 1090 mm (Drahtbündel) wird mit $\pm 10 \text{ mm}$ angenommen (Schwankung des Flüssigkeitsfüllstands). Damit ergibt sich die relative Unsicherheit der Filmlänge zu $\pm 1 \%$. Somit erhält man eine relative Messunsicherheit der absoluten Filmoberfläche von

$$\frac{\Delta A_{f,D}}{A_{f,D}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta \tilde{a}_{f,D}}{\tilde{a}_{f,D}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta L_D}{L_D}\right)^2} = \pm 2 \% \text{ (Zyl. Draht)}, \quad \pm 5 \% \text{ (Ketten)}.$$

Hold-up

Die Messunsicherheit für den aus der Filmdicke ermittelten Hold-up für den zylindrischen Draht wird über die Änderung der Filmquerschnittsfläche bei Variation der Filmdicke abgeschätzt:

$$\Delta HU_{f,D} = 2\pi(R_D + \bar{\delta}_{f,D})\Delta \delta_f. \quad (4.13)$$

Für den Hold-up ergibt sich dann eine relative Messunsicherheit von

$$\frac{\Delta HU_{f,D}}{HU_{f,D}} = \pm 8 \% \quad \text{für} \quad HU_{f,D} = 500 \text{ mm}^3/\text{m}, \quad \bar{\delta}_{f,D} = 140 \text{ }\mu\text{m},$$

bzw.

$$\frac{\Delta HU_{f,D}}{HU_{f,D}} = \pm 5 \% \quad \text{für} \quad HU_{f,D} = 1000 \text{ mm}^3/\text{m}, \quad \bar{\delta}_{f,D} = 250 \text{ }\mu\text{m}.$$

Die Messunsicherheit des Hold-up nach der Ablaufmethode wird maßgeblich durch den

sich tatsächlich einstellenden Unterschied der Flüssigkeitsstände im Sammelröhrchen und Vorlagebehälter im laufenden Betrieb vorgegeben (s. Abb. 3.10). Gegenüber diesem Einfluss sind andere Messunsicherheiten vernachlässigbar. Beobachtungen haben gezeigt, dass sich für niedrigviskose Flüssigkeiten wie Wasser und Ethanol Differenzen der Flüssigkeitsstände von maximal $\Delta h = \pm 1$ mm nach dem Abschalten ergeben. Mit dem Innendurchmesser des Sammelröhrchens von $d_2 = 8$ mm ergibt sich somit die absolute Messunsicherheit des Hold-up:

$$\Delta HU_{f,D} = \frac{\Delta V_f}{L_D}, \quad \Delta V_f = \frac{\pi}{4} d_2^2 \Delta h. \quad (4.14)$$

Die relative Messunsicherheit bei der Abschaltmethode ist dann

$$\frac{\Delta HU_{f,D}}{HU_{f,D}} = \pm 10\% (\pm 5\%) \quad \text{für} \quad HU_{f,D} = 500 \text{ mm}^3/\text{m} (1000 \text{ mm}^3/\text{m}).$$

Für das Taupunktmessgerät wird eine Messgenauigkeit von $\Delta \vartheta_{TP} = \pm 0,25$ °C angegeben. Die daraus resultierende Ungenauigkeit des Dampfdrucks erhält man über die Ableitung der Dampfdruckgleichungen (3.2) und (3.3):

Partialdruck
Wasser

$$\Delta p_A^* = \frac{26\,182,4 \exp\left(\frac{17,62\vartheta}{243,12+\vartheta}\right)}{(\vartheta + 243,12)^2} \Delta \vartheta_{TP} \quad (\text{Wasser}) \quad \text{und} \quad (4.15)$$

$$\Delta p_A^* = \frac{37\,424,1 \exp\left(\frac{22,46\vartheta}{272,62+\vartheta}\right)}{(\vartheta + 272,62)^2} \Delta \vartheta_{TP} \quad (\text{Eis}). \quad (4.16)$$

Es ergibt sich für einen Temperaturbereich von -20 °C bis 20 °C eine relative Messunsicherheit von $\Delta p_A^*/\bar{p}_A^* = \pm 2,4\%$ bis $\pm 1,8\%$. Bei Annahme einer Messunsicherheit des absoluten Drucks im Taupunktmessgerät von 1% ergibt sich eine relative Messunsicherheit des Molanteils $\Delta y_A/\bar{y}_A = \pm 2,6\%$ bis $\pm 1,8\%$.

Der Gasvolumenstrom lässt sich am Schwebekörperdurchflussmesser mit einer Genauigkeit von $\Delta \dot{V}_g = 0,2 \text{ m}^3/\text{h}$ ablesen, daraus ergibt sich für einen Bereich von $3 \text{ m}^3/\text{h}$ bis $8 \text{ m}^3/\text{h}$ eine relative Messunsicherheit von $\Delta \dot{V}_g/\bar{V}_g = \pm 6,7\%$ bis $\pm 2,5\%$. Unter der Annahme einer relativen Messunsicherheit der Gastemperatur von $\pm 0,2\%$ und des Drucks von $\pm 2\%$ ergibt sich eine relative Messunsicherheit des in den Kanal eintretenden Gasmolenstroms von $\Delta \dot{N}_{g,\text{ein}}/\bar{N}_{g,\text{ein}} = \pm 7\%$ bis $\pm 3,2\%$ (s. Gl. (3.14)).

Gasvolumen-
strom

Die relative Messunsicherheit des übergelassenen Molenstroms lässt sich somit gemäß Gl. (3.13) aus der Messunsicherheit des eintretenden Gasmolenstroms und der

Übergelassener
Stoffstrom
Wasser

Molanteile am Ein- und Austritt abschätzen:

$$\frac{\Delta \dot{N}_A}{\dot{N}_A} = 7,9\% (4,8\%) \quad \text{bei} \quad \dot{V}_g = 3 \text{ m}^3/\text{h} (8 \text{ m}^3/\text{h}).$$

Logarithmische
Partialdruck-
differenz

Die Temperaturen von Flüssigkeit und Gas am Ein- und Ausgang des Kanals werden mit einer Messunsicherheit von $\pm 0,5^\circ\text{C}$ gemessen. Daraus ergibt sich eine Messunsicherheit der Dampfdrücke an der Filmoberfläche gemäß Gl. (4.15) von $\pm 3,6\%$. Die Messunsicherheiten der Differenz von Dampfdruck an der Filmoberfläche und dem mittleren Partialdruck in der Gasphase am Ein- und Ausgang des Kanals $\Delta p_{\text{ein}} = (p_{A0} - p_A)_{\text{ein}}$ und $\Delta p_{\text{aus}} = (p_{A0} - p_A)_{\text{aus}}$ lassen sich nach Gl. (4.7) wie folgt bestimmen:

$$\Delta(\Delta p_{\text{ein}}) = \sqrt{(\Delta p_{A0,\text{ein}})^2 + (\Delta p_{A,\text{ein}})^2}, \quad \Delta(\Delta p_{\text{aus}}) = \sqrt{(\Delta p_{A0,\text{aus}})^2 + (\Delta p_{A,\text{aus}})^2}. \quad (4.17)$$

Für die Messunsicherheit der logarithmischen Partialdruckdifferenz ergibt sich nach Gl. (4.5)

$$\Delta(\Delta p_{A,\text{ln}}) = \sqrt{\left(\frac{\partial \Delta p_{A,\text{ln}}}{\partial \Delta p_{\text{ein}}}\right)^2 (\Delta(\Delta p_{\text{ein}}))^2 + \left(\frac{\partial \Delta p_{A,\text{ln}}}{\partial \Delta p_{\text{aus}}}\right)^2 (\Delta(\Delta p_{\text{aus}}))^2} \quad (4.18)$$

mit

$$\frac{\partial \Delta p_{A,\text{ln}}}{\partial \Delta p_{\text{ein}}} = \frac{\Delta p_{\text{ein}} \ln\left(\frac{\Delta p_{\text{ein}}}{\Delta p_{\text{aus}}}\right) - \Delta p_{\text{ein}} + \Delta p_{\text{aus}}}{\Delta p_{\text{ein}} \left(\ln\left(\frac{\Delta p_{\text{ein}}}{\Delta p_{\text{aus}}}\right)\right)^2} \quad (4.19)$$

und

$$\frac{\partial \Delta p_{A,\text{ln}}}{\partial \Delta p_{\text{aus}}} = -\frac{\Delta p_{\text{aus}} \ln\left(\frac{\Delta p_{\text{ein}}}{\Delta p_{\text{aus}}}\right) - \Delta p_{\text{ein}} + \Delta p_{\text{aus}}}{\Delta p_{\text{aus}} \left(\ln\left(\frac{\Delta p_{\text{ein}}}{\Delta p_{\text{aus}}}\right)\right)^2}. \quad (4.20)$$

Somit ergibt sich eine relative Messunsicherheit der logarithmischen Partialdruckdifferenz von

$$\frac{\Delta(\Delta p_{A,\text{ln}})}{\Delta p_{A,\text{ln}}} = \pm 2\%.$$

Gasseitiger
Stoffübergangs-
koeffizient

Die Messunsicherheit des gasseitigen Stoffübergangskoeffizienten ergibt sich dem-

nach zu

$$\frac{\Delta\beta_g}{\bar{\beta}_g} = \sqrt{\left(\frac{\Delta\dot{N}_A}{\dot{N}_A}\right)^2 + \left(\frac{\Delta R}{\bar{R}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T_g}{\bar{T}_g}\right)^2 + \left(\frac{\Delta A_{f,D}}{\bar{A}_{f,D}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta(\Delta p_{A,\ln})}{\Delta p_{A,\ln}}\right)^2}, \quad (4.21)$$

$$\frac{\Delta\beta_g}{\bar{\beta}_g} = \pm 8,5\% (\pm 5,7\%) \quad \text{bei } \dot{V}_g = 3 \text{ m}^3/\text{h} (8 \text{ m}^3/\text{h}).$$

Bei einer Unsicherheit des Diffusionskoeffizienten von $\Delta D_{AB,g}/\bar{D}_{AB,g} = \pm 1\%$ (Fuller et al., 1966) und einer angenommenen relativen Messunsicherheit der Kanalbreite von $\Delta b_K/\bar{b}_K = \pm 2,5\%$ ergibt sich für die gasseitige Sherwoodzahl

$$\frac{\Delta Sh_g}{\bar{Sh}_g} = \pm 8,9\% (\pm 6,3\%) \quad \text{bei } \dot{V}_g = 3 \text{ m}^3/\text{h} (8 \text{ m}^3/\text{h}).$$

Die Messunsicherheit der HTU_g -Werte hängt nicht direkt von der Messunsicherheit des Gasvolumenstroms ab, es ergibt sich

$$\frac{\Delta HTU_g}{\bar{HTU}_g} = \pm 4,5\%.$$

Die Messunsicherheit der Gasbelastung ergibt sich zu

$$\frac{\Delta F}{\bar{F}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta\dot{V}_g}{\dot{V}_g}\right)^2 + \left(-2\frac{\Delta b_K}{b_K}\right)^2 + \left(\frac{1}{2}\frac{\Delta\rho_g}{\rho_g}\right)^2}, \quad (4.22)$$

$$\frac{\Delta F}{\bar{F}} = \pm 8,3\% (\pm 5,6\%) \quad \text{bei } \dot{V}_g = 3 \text{ m}^3/\text{h} (8 \text{ m}^3/\text{h}).$$

Für die Reynoldszahl der Gasphase ergibt sich unter Annahme der relativen Messunsicherheit der kinematischen Gasviskosität von $\Delta\nu_g/\bar{\nu}_g = \pm 0,5\%$:

$$\frac{\Delta Re_g}{\bar{Re}_g} = \pm 7,1\% (\pm 3,6\%) \quad \text{bei } \dot{V}_g = 3 \text{ m}^3/\text{h} (8 \text{ m}^3/\text{h}).$$

Die Messunsicherheit der Flüssigkeitsbelastung ergibt sich aus der Messunsicherheit des Flüssigkeitsvolumenstroms von $\pm 2\%$ und der Toleranz des Drahtdurchmessers von $\pm 1\%$:

$$\frac{\Delta B_{f,D}}{\bar{B}_{f,D}} = \pm 2,2\%.$$

Gasseitige
Sherwoodzahl

Höhe einer
gasseitigen
Übergangs-
einheit

Gasbelastung

Gas-Reynolds-
zahl

Flüssigkeits-
belastung

Flüssigkeits-Reynoldszahl Bei einer Annahme der Unsicherheit der kinematischen Viskosität der Flüssigkeit von $\pm 0,5\%$ ist die relative Messunsicherheit der Flüssigkeits-Reynoldszahl

$$\frac{\Delta Re_f}{Re_f} = \pm 2,3\%.$$

Flüssigkeits-seitiger Stoffübergangskoeffizient Die Messung der CO_2 -Konzentration erfolgt mit einer Genauigkeit von $\pm 2\%$ (CO_2 -Konzentration des Prüfgases zur Kalibrierung des Messgerätes: (4000 ± 80) ppm). Die Messunsicherheit des flüssigkeitsseitigen Stoffübergangskoeffizienten ergibt sich unter der Annahme einer Messunsicherheit des Probenvolumens von $\pm 0,2\%$, des Flüssigkeitsvolumenstroms am Draht von $\pm 2\%$, der Differenz der Ein- und Ausgangskonzentration von $\pm 2,5\%$, der Filmoberfläche von $\pm 1,6\%$ und der logarithmischen Konzentrationsdifferenz von $\pm 2,0\%$ zu

$$\frac{\Delta \beta_f}{\beta_f} = \pm 4,1\%.$$

Höhe einer flüssigkeitsseitigen Übergangseinheit Die relative Messunsicherheit der Höhe einer flüssigkeitsseitigen Übergangseinheit ist:

$$\frac{\Delta HTU_f}{HTU_f} = \pm 4,6\%.$$

Die Fehleranalyse zeigt, dass die Messunsicherheiten klein genug sind, um die Ergebnisse verlässlich interpretieren zu können. Da die größten Messunsicherheiten bei der Messung des Gasvolumenstroms auftreten, wäre es zur Erhöhung der allgemeinen Messgenauigkeit sinnvoll, eine genauere Messmethode zu finden (z. B. durch den Einsatz eines elektronischen Massendurchflussmessgerätes), zumal diese Größe auch in die Berechnung weiterer Größen eingeht.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Zur Untersuchung des Konzeptes einer Drahtbündelpackung für Trennkolonnen wurden grundlegende experimentelle Untersuchungen zur Fluidodynamik und zum Stofftransport der Filmströmung an senkrechten Drähten bei Gasgegenstrom durchgeführt. Hierfür wurden in einem Versuchskanal Drähte verschiedener Geometrien und ein Drahtbündel aus 16 Drähten mit unterschiedlichen Flüssigkeiten berieselt. Der Flüssigkeitsfilm wurde mit einer Hochgeschwindigkeitskamera bei verschiedenen Lauflängen aufgenommen. Aus den Bildsequenzen wurden mithilfe automatisierter Bildauswertungsroutinen die lokale Filmdicke und die mittlere Perlangeschwindigkeit ermittelt. Zur Untersuchung des gasseitigen Stofftransports wurden Wasser und Polyvinylpyrrolidon-Lösungen als Flüssigkeiten verwendet. Dabei wurde die Verdunstungsrate der Flüssigkeiten mittels eines Taupunkthygrometers gemessen. Der flüssigkeitsseitige Stofftransport wurde über Desorptionsversuche mit dem Stoffsystem CO_2 -Wasser/Luft bestimmt. Aus bestehenden Korrelationen für strukturierte Packungen wurden Modellgleichungen abgeleitet, die eine Vorhersage der Charakteristik einer Drahtbündelpackung aus den experimentellen Ergebnissen der Einzeldrahtuntersuchungen ermöglichen.

Es zeigte sich, dass sich hohe Gasbelastungen erreichen lassen, welche deutlich oberhalb der Belastungsgrenzen üblicher strukturierter Packungen liegen. Bei einem zylindrischen Draht bilden sich aufgrund der Rayleigh-Instabilität Flüssigkeitsperlen aus, die über einen dünnen Basisfilm laufen. Dabei sind, abhängig vom Stoffsystem und der Flüssigkeitsbelastung, sowohl regelmäßige als auch unregelmäßige Perlenstrukturen zu beobachten. Die Dicke des Basisfilms wird hauptsächlich von der Viskosität der Flüssigkeit bestimmt, während die Perlendicke mit zunehmender Flüssigkeits- und Gasbelastung ansteigt. Zusätzlich ist bei einem Anstieg der Gasbelastung eine Abnahme der Perlenfrequenz zu beobachten. Aus diesen Beobachtungen lässt sich schließen, dass mit zunehmender Gas- und Flüssigkeitsbelastung ein größerer Anteil des Flüssigkeitsvolumens in den Perlen transportiert wird. Bei einem Anstieg der Gasbelastung werden die Perlen verformt und der Abstand zwischen ihnen vergrößert sich. Der Hold-up erhöht sich mit zunehmender Viskosität der Flüssigkeit und der Flüssigkeitsbelastung aufgrund steigender mittlerer Filmdicken. Ein Aufstauen der Flüssigkeit bei zunehmender Gasbelastung konnte nicht beobachtet werden, dies entspricht dem Verhalten von Packungskolonnen unterhalb der Staugrenze. Die mittlere Perlangeschwindigkeit steigt mit zunehmender Flüssigkeitsbelastung und abnehmen-

der Viskosität der Flüssigkeit, sie wird aber ebenfalls nicht von der Gasbelastung beeinflusst.

Der gasseitige Stoffübergang wird gegenüber Filmen an ebenen Oberflächen durch die Perlenbewegung verbessert, einerseits durch die höhere Relativgeschwindigkeit von Perlen und Gasströmung, andererseits durch die von der starken Welligkeit des Films geförderte Turbulenz in der Gasphase. Der flüssigkeitsseitige Stoffübergang ist gegenüber Filmen an ebenen Oberflächen ebenfalls leicht erhöht.

Durch geeignete Drahtgeometrien lässt sich die Bewegung der Perlen unterbinden. Dies hat einerseits höhere Belastungsgrenzen, andererseits geringere Stoffübergangskoeffizienten zur Folge. Die Untersuchungen eines Drahtbündels aus zylindrischen Drähten ergaben, dass die Belastungsgrenzen gegenüber den Einzeldrahtmessungen reduziert sind, während der gasseitige Stoffübergang erhöht ist, der flüssigkeitsseitige Stoffübergang bleibt hingegen unverändert. Diese Beobachtungen lassen sich mit den gewundenen Gaspässagen zwischen den Flüssigkeitsfilmen erklären, in denen die effektive Gasgeschwindigkeit erhöht ist, wobei sich die Filme gegenseitig nicht beeinflussen.

Die Vorhersage der Charakteristik von Drahtbündelpackungen auf der Basis der experimentellen Untersuchungen an Einzeldrähten und einem Drahtbündel zeigt, dass bei einer ausreichend hohen Packungsdichte eine ähnlich hohe spezifische Stoffaustauschfläche erreicht wird wie bei üblichen strukturierten Packungen. Es wird vorausgesagt, dass die Drahtbündelpackung dabei höhere Belastungsgrenzen aufweist, jedoch eine schlechtere gasseitige Trennleistung erbringt. Die Ursache ist hauptsächlich die Strömungsführung der Gasphase: Während in der Drahtbündelpackung relativ geradlinige vertikale Strömungskanäle vorliegen, sind diese in einer strukturierten Packung aufgrund der Verschränkung der Packungslagen geneigt zur Vertikalen, so dass sich höhere effektive Gasgeschwindigkeiten und längere Strömungswege ergeben, wodurch die Trennleistung steigt. Bei dem flüssigkeitsseitigen Stofftransport ist die Trennleistung der Drahtbündelpackung jedoch vergleichbar zu einer strukturierten Packung. Die herausragenden Merkmale der Drahtbündelpackung sind jedoch der größere Betriebsbereich und der deutlich geringere spezifische Druckverlust. Es wurde berechnet, dass der Druckverlust, der an einer gasseitigen Übergangseinheit auftritt, um eine Größenordnung geringer ist als bei einer vergleichbaren strukturierten Packung.

Die prognostizierten Merkmale geben Hinweise auf mögliche Anwendungsgebiete der Drahtbündelpackung. Der geringe Druckverlust per Übergangseinheit ist beispielsweise vorteilhaft bei der Rektifikation von temperaturempfindlichen Stoffen, weil dadurch eine niedrige Sumpftemperatur eingestellt werden kann. Des Weiteren ergeben sich Möglichkeiten der Energieeinsparung bei Absorptionsprozessen, weil durch den niedrigen Druckverlust Gebläseleistung eingespart werden kann. Bei einer Trennaufgabe, die nur wenige Übergangseinheiten erfordert, lässt sich der Kolon-

nendurchmesser durch den Einsatz einer Drahtbündelpackung aufgrund ihrer hohen Belastbarkeit reduzieren, wodurch Investitionskosten eingespart werden. Eine weitere mögliche Anwendung ist die Aufbereitung von hochviskosen Flüssigkeiten, weil es aufgrund der offenwandigen Gaskanäle zu keiner Verblockung kommen kann. Es ist auch denkbar, die Drahtbündelpackung bei Flüssigkeiten einzusetzen, die zum Schäumen neigen, weil sich keine Flüssigkeitslamellen zwischen den Drähten aufspannen können und damit eine Schaumbildung verhindert wird. Letztendlich ließen sich anstelle der Drähte auch dünne Röhrchen einsetzen, die von einem Wärmeträgerfluid durchflossen werden. Es ließe sich damit ein Fallfilmverdampfer hoher spezifischer Oberfläche realisieren. Des Weiteren ließe sich eine Packung herstellen, in die Wärme ein- oder ausgekoppelt werden kann. In Verbindung mit einer Katalysatorbeschichtung der Oberfläche der Röhrchen wäre dies interessant für die Reaktivdestillation.

Es wäre sinnvoll, die Filmströmung an senkrechten Drähten mit der Particle Image Velocimetry zu untersuchen. Dadurch ließen sich Einblicke in die Strömung innerhalb des Films gewinnen und klären, wie Basisfilm und Perlen interagieren. Bei strukturierten Drähten ließen sich zudem Totzonen lokalisieren, in denen Flüssigkeitsvolumen zeitweise gespeichert wird. Zusätzlich sollten Untersuchungen zur Verweilzeitverteilung mit Markierungssubstanzen vorgenommen werden, so dass man einen weiteren Einblick in die innere Durchmischung des Films bekommt. Im Hinblick auf die Ausnutzung des Packungsmaterials erscheint es sinnvoll, weitere Geometrien zu untersuchen, z. B. ist ein Einsatz von dünnen Blechstreifen denkbar. Des Weiteren sollte eine Segmentierung der Drahtbündelpackung angestrebt werden, so dass die Montage in der Kolonne vereinfacht wird und ein Verspannen der Drähte nicht notwendig ist.

Über den Erfolg der Drahtbündelpackung entscheidet aber letztendlich die Frage, ob es gelingt, einen brauchbaren Flüssigkeitsverteiler in technischem Maßstab herzustellen, der eine gleichmäßige Verteilung der Flüssigkeit auf den Drähten gewährleistet. Weiterhin ist zu klären, wie die Packung hergestellt und in der Kolonne montiert wird. Sollte es gelingen, brauchbare Lösungen für die genannten technischen Probleme zu finden, könnte die Drahtbündelpackung angesichts ihrer vorausgesagten Leistungsfähigkeit eine ernstzunehmende Alternative zu strukturierten Packungen darstellen.

Literaturverzeichnis

- Adomeit, P.; Renz, U.** (2000): Hydrodynamics of three-dimensional waves in laminar falling films. *Int. J. Multiphase Flow* 26 1183–1208.
- Aferka, S.; Viva, A.; Brunazzi, E.; Marchot, P.; Crine, M.; Toye, D.** (2011): Tomographic measurement of liquid hold up and effective interfacial area distributions in a column packed with high performance structured packings. *Chem. Eng. Sci.* 66 (14) 3413–3422.
- Alekseenko, S. V.; Nakoryakov, V. Y.; Pokusaev, B. G.** (1985): Wave Formation on a Vertical Falling Liquid Film. *AIChE J.* 31 (9) 1446–1460.
- Alimov, R. Z.; Kazarinov, V. G.; Neverov, A. M.** (1964): Thickness Measurements of Thin Liquid Layers by Means of an Instrument with a Capacitive Transducer. *Izmeritel'naya Tekhnika* 9 16–19.
- Billet, R.** (1995): *Packed Towers in Processing and Environmental Technology*. VCH-Verlag, Weinheim, 1. Aufl.
- Billet, R.; Schultes, M.** (1991): Modelling of Pressure Drop in Packed Columns. *Chem. Eng. Technol.* 14 89–95.
- Billet, R.; Schultes, M.** (1993a): A Physical Model for the Prediction of Liquid Hold-up in Two-phase Countercurrent Columns. *Chem. Eng. Technol.* 16 370–375.
- Billet, R.; Schultes, M.** (1993b): Predicting Mass Transfer in Packed Columns. *Chem. Eng. Technol.* 16 1–9.
- Billet, R.; Schultes, M.** (1995): Fluid Dynamics and Mass Transfer in the Total Capacity Range of Packed Columns up to the Flood Point. *Chem. Eng. Technol.* 18 371–379.
- Brauer, H.** (1956): *Strömung und Wärmeübergang bei Rieselfilmen*, VDI-Forschungsheft, Bd. 457. VDI-Verlag, Düsseldorf.
- Brauer, H.** (1971): *Stoffaustausch einschließlich chemischer Reaktionen. Grundlagen der chemischen Technik*. Verlag Sauerländer, Aarau.

- Braun, D.; Hiby, J. W.** (1970): Der gaseitige Stoffübergangskoeffizient am Rieselfilm. *Chem. Ing. Tech.* 42 (6) 345–349.
- Bravo, J. L.; Rocha, J. A.; Fair, J. R.** (1985): Mass-Transfer in Gauze Packings. *Hydrocarbon Processing* 64 (1) 91–95.
- Buchanan, J. E.** (1969): Pressure Gradient and Liquid Holdup in Irrigated Packed Towers. *Ind. Eng. Chem. Fund.* 8 (3) 502–511.
- Chang, H.-C.; Demekhin, E. A.** (1999): Mechanism for drop formation on a coated vertical fibre. *J. Fluid Mech.* 380 233–255.
- Chilton, T. H.; Colburn, A. P.** (1935): Distillation and Absorption in Packed Columns. *Industrial & Engineering Chemistry* 27 (3) 255–260.
- Chinju, H.; Uchiyama, K.; Mori, Y. H.** (2000): “String-of-Beads” Flow of Liquids on Vertical Wires for Gas Absorption. *AIChE J.* 46 (5) 937–945.
- Chu, K. J.; Dukler, A. E.** (1974): Statistical Characteristics of Thin, Wavy Films: Part II. Studies of the Substrate and its Wave Structure. *AIChE J.* 20 (4) 695–706.
- Craster, R. V.; Matar, O. K.** (2006): On viscous beads flowing down a vertical fibre. *J. Fluid Mech.* 553 85–105.
- Duduković, A.; Milošević, V.; Pjanović, R.** (1996): Gas-solid and gas-liquid mass-transfer coefficients. *AIChE J.* 42 (1) 269–270.
- Dukler, A. E.; Bergelin, O. P.** (1952): Characteristics of Flow in Falling Liquid Films. *Chem. Eng. Prog.* 48 557–563.
- Duprat, C.; Ruyer-Quil, C.; Giorgiutti-Dauphiné, F.** (2009a): Experimental study of the instability of a film flowing down a vertical fiber. *Eur. Phys. J.- Special Topics* 166 63–66.
- Duprat, C.; Ruyer-Quil, C.; Giorgiutti-Dauphiné, F.** (2009b): Spatial evolution of a film flowing down a fiber. *Phys. Fluids* 21 (4).
- Duprat, C.; Ruyer-Quil, C.; Kalliadasis, S.; Giorgiutti-Dauphiné, F.** (2007): Absolute and convective instabilities of a viscous film flowing down a vertical fiber. *Phys. Rev. Lett.* 98 (24).
- Eggers, J.** (1997): Nonlinear dynamics and breakup of free-surface flows. *Rev. Mod. Phys.* 69 (3) 865–929.
- Feind, K.** (1960): Strömungsuntersuchungen bei Gegenstrom von Rieselfilmen und Gas in lotrechten Röhren, *VDI-Forschungsheft*, Bd. 481. VDI-Verlag, Düsseldorf.

- Frenkel, A. L.** (1992): Nonlinear Theory of Strongly Undulating Thin Films Flowing down Vertical Cylinders. *Europhys. Lett.* 18 (7) 583–588.
- Fuller, E. N.; Schettler, P. D.; Giddings, J. C.** (1966): A New Method for Prediction of Binary Gas-Phase Diffusion Coefficients. *Ind. Eng. Chem.* 58 (5) 19–27.
- Gilliland, E. R.; Sherwood, T. K.** (1934): Diffusion of Vapors into Air Streams. *Ind. Eng. Chem.* 26 (5) 516–523.
- Goren, S. L.** (1962): The instability of an annular layer thread of fluid. *J. Fluid Mech.* 13 309–319.
- Grabbert, G.** (1974): Theoretische und experimentelle Untersuchung des Stoffübergangs am Rieselfilm unter Berücksichtigung der Krümmung der Phasengrenzfläche. Dissertation, Bergakademie Freiberg.
- Grabbert, G.; Wünsch, G.** (1973): Zur Hydraulik stark gekrümmter Rieselfilme. *Freiberger Forschungshefte A* 517 61–83.
- Gränicher, H.** (1996): Messung beendet - was nun? Einführung und Nachschlagewerk für die Planung und Auswertung von Messungen. vdf Hochschulverlag AG, Zürich, 2. Aufl.
- Harvey, A. H.** (1996): Semiempirical correlation for Henry's constants over large temperature ranges. *AIChE J.* 42 (5) 1491–1494.
- Hattori, K.; Ishikawa, M.; Mori, Y. H.** (1994): Strings of Liquid Beads for Gas-Liquid Contact Operations. *AIChE J.* 40 (12) 1983–1992.
- Henstock, W. H.; Hanratty, T. J.** (1979): Gas Absorption by a Liquid Layer Flowing on the Wall of a Pipe. *AIChE J.* 25 (1) 122–131.
- Hiby, J. W.** (1968): Eine Fluoreszenzmethode zur Untersuchung des Transportmechanismus bei der Gasabsorption im Rieselfilm. *Wärme- und Stoffübertragung* 1 105–116.
- Higbie, R.** (1935): Rate of Absorption of a Pure Gas into a Still Liquid during Short Periods of Exposure. *Trans. Am. Inst. Chem. Eng.* 31 365–389.
- Hoffmann, A.; Maćkowiak, J. F.; Górak, A.; Haas, M.; Löhning, J.-M.; Runowski, T.; Hallenberger, K.** (2007): Standardization of Mass Transfer Measurements - A Basis for the Description of Absorption Processes. *Chem. Eng. Res. Des.* 85 (A1) 40–49.

- Ishigai, S.; Nakanisi, S.; Koizumi, T.; Oyabu, Z.** (1972): Hydrodynamics and Heat Transfer of Vertical Falling Liquid Films (Part 1, Classification of Flow Regimes). *Bulletin of the JSME* 15 (83) 594–602.
- Ishii, M.; Grolmes, M. A.** (1975): Inception Criteria for Droplet Entrainment in Two Phase Concurrent Film Flow. *AIChE J.* 21 (2) 308–318.
- Jackson, M. L.** (1955): Liquid Films in Viscous Flow. *AIChE J.* 1 (2) 231–240.
- Jödecke, M.; Schuch, G.; Löning, J.-M.; Shilkin, A.** (2008): Verfahren zur Aufarbeitung eines Stoffgemisches. Schutzrecht 1935486 A1.
- Kafesjian, R.; Plank, C. A.; Gerhard, E. R.** (1961): Liquid Flow and Gas Phase Mass Transfer in Wetted-Wall Towers. *AIChE J.* 7 (3) 463–466.
- Kalliadasis, S.; Chang, H.-C.** (1994): Drop formation during coating of vertical fibres. *J. Fluid Mech.* 261 135–168.
- Kany, H. P.; Hasse, H.; Maurer, G.** (2003): Thermodynamic properties of aqueous poly(vinylpyrrolidone) solutions from laser-light-scattering, membrane osmometry, and isopiestic measurements. *J. Chem. Eng. Data* 48 (3) 689–698.
- Kapitza, P.** (1948): Wave Flow of Thin Layers of a Viscous Fluid. In: D. t. Haar (Hg.), *Collected Papers of P.L. Kapitza*, Bd. 2, S. 662–709. 1965, Pergamon Press, Oxford New York.
- Kliakhandler, I. L.; Davis, S. H.; Bankoff, S. G.** (2001): Viscous beads on vertical fibre. *J. Fluid Mech.* 429 381–390.
- Kraume, M.** (2004): *Transportvorgänge in der Verfahrenstechnik*. Springer, Berlin.
- Last, W.; Stichlmair, J.** (2002): Determination of Mass Transfer Parameters by Means of Chemical Absorption. *Chem. Eng. Technol.* 25 385–391.
- Lel, V. V.; Al-Sibai, F.; Leefken, A.; Renz, U.** (2005): Local thickness and wave velocity measurement of wavy films with a chromatic confocal imaging method and a fluorescence intensity technique. *Exp. Fluids* 39 (5) 856–864.
- Lewis, W. K.; Whitman, W. G.** (1924): *Principles of Gas Absorption*. *Ind. Eng. Chem.* 16 (12) 1215–1220.
- Lin, S. P.; Liu, W. C.** (1975): Instability of Film Coating of Wires and Tubes. *AIChE J.* 21 (4) 775–782.

- Lozano-Aviles, M.** (2007): Experiments on falling film evaporation of a water-ethylene glycol mixture on a surface with longitudinal grooves. Dissertation, Technische Universität Berlin.
- Maćkowiak, J. F.** (1999): Untersuchungen des gas- und flüssigkeitsseitigen Stoffüberganges in Kolonnen mit strukturierten Packungen. Chem. Ing. Tech. 71 (1-2) 100-104.
- Maćkowiak, J. F.** (2001): Mc-Pac - Ein neuer metallischer Füllkörper für Gas/Flüssigkeitssysteme. Chem. Ing. Tech. 73 74-79.
- Maćkowiak, J. F.** (2003): Fluidodynamik von Füllkörpern und Packungen. Springer, Berlin, 2. Aufl.
- Maćkowiak, J. F.** (2008): Modellierung des flüssigkeitsseitigen Stoffüberganges in Kolonnen mit klassischen und gitterförmigen Füllkörpern. Chem. Ing. Tech. 80 (1-2) 57-77.
- Meier, W.; Hunkeler, R.; Stöcker, W.-D.** (1979): Sulzer Mellapak - Eine neue, geordnete Packung für Stoffaustausch-Apparate. Chem. Eng. Tech. 51 (2) 119-122.
- Mersmann, A.; Deixler, A.** (1986): Packungskolonnen. Chem. Ing. Tech. 58 (1) 19-31.
- Migita, H.; Soga, K.; Mori, Y. H.** (2005): Gas Absorption in a Wetted-Wire Column. AIChE J. 51 (8) 2190-2198.
- Mouza, A. A.; Paras, S. V.; Karabelas, A. J.** (2002): The influence of small tube diameter on falling film and flooding phenomena. Int. J. Multiphase Flow 28 1311-1331.
- Nagaoka** (2000): Nagaoka Super X-Pack. Broschüre, Nagaoka International Cooperation.
- Nagaoka, T.; Manteufel, R. P.** (2003): Column packing and method for manufacturing the same. Schutzrecht EP 1155739 A3.
- Nielsen, C. H. E.; Kiil, S.; Thomsen, H. W.; Dam-Johansen, K.** (1998): Mass transfer in wetted-wall columns: Correlations at high Reynolds numbers. Chem. Eng. Sci. 53 (3) 495-503.
- Nußelt, W.** (1916): Die Oberflächenkondensation des Wasserdampfes. Z. VDI 60 541-546.

- Olujic, Ž.; Behrens, M.; Spiegel, L.** (2007): Experimental Characterization and Modeling of the Performance of a Large-Specific-Area High-Capacity Structured Packing. *Ind. Eng. Chem. Res.* 46 (3) 883–893.
- Olujic, Ž.; Kamerbeek, A. B.; Graauw, J. d.** (1999): A Corrugation Geometry Based Model for Efficiency of Structured Distillation Packing. *Chem. Eng. Process.* 38 683–695.
- Onda, K.; Takeuchi, H.; Okumoto, Y.** (1968): Mass Transfer Coefficients between Gas and Liquid Phases in Packed Columns. *J. Chem. Eng. Jpn.* 1 56–62.
- Onken, U.; Arlt, W.** (1990): Recommended Test Mixtures for Distillation Columns. The Institution of Chemical Engineers, Rugby, 2. Aufl.
- Pakdehi, S. G.; Taheri, S.** (2010): Separation of Hydrazine from Air by Wetted Wire Column. *Chem. Eng. Technol.* 33 (10) 1687–1694.
- Quéré, D.; Di Meglio, J. M.; Brochard-Wyart, F.** (1990): Spreading of Liquids on Highly Curved Surfaces. *Science* 249 1256–1260.
- Rayleigh, L.** (1878): On the Instability of Jets. *Proceedings of the London Mathematical Society* s1-10 (1) 4–13.
- Rehme, K.** (1973): Simple Method of Predicting Friction Factors of Turbulent-Flow in Non-Circular Channels. *Int. J. Heat Mass Transfer* 16 (5) 933–950.
- Rocha, J. A.; Bravo, J. L.; Fair, J. R.** (1993): Distillation Columns Containing Structured Packings: A Comprehensive Model for Their Performance. 1. Hydraulic Models. *Ind. Eng. Chem. Res.* 32 (4) 641–651.
- Rocha, J. A.; Bravo, J. L.; Fair, J. R.** (1996): Distillation Columns Containing Structured Packings: A Comprehensive Model for Their Performance. 2. Mass-Transfer Model. *Ind. Eng. Chem. Res.* 35 (5) 1660–1667.
- Sattler, K.** (2001): *Thermische Trennverfahren: Grundlagen, Auslegung, Apparate.* Wiley-VCH Verlag, Weinheim, 3. Aufl.
- Schultes, M.** (1998): Füllkörper oder Packungen? Wem gehört die Zukunft? *Chem. Ing. Tech.* 70 (3) 254–261.
- Shetty, S.; Cerro, R. L.** (1997): Fundamental Liquid Flow Correlations for the Computation of Design Parameters for Ordered Packings. *Ind. Eng. Chem. Res.* 36 (3) 771–783.

- Shi, M. G.; Mersmann, A.** (1985): Effective Interfacial Area in Packed Columns. Ger. Chem. Eng. 8 87–96.
- Spedding, P. L.; Jones, M. T.** (1988): Heat and mass transfer in wetted-wall columns: I. Chem. Eng. J. 37 (3) 165–176.
- Sperandio, A.; Richard, M.; Huber, M.** (1965): Eine neue Packung für die Vakuumrektifikation. Chem. Ing. Tech. 37 (3) 322–328.
- Striolo, A.; Prausnitz, J. M.** (2000): Vapor-liquid equilibria for some concentrated aqueous polymer solutions. Polymer 41 (3) 1109–1117.
- Tallmadge, J. A.** (1969): Improved Withdrawal Theories for Cylinders by a More Accurate Description of Curvatures of Static Menisci. AIChE J. 15 (6) 941–942.
- Telles, A. S.; Dukler, A. E.** (1970): Statistical Characteristics of Thin, Vertical, Wavy, Liquid Films. Ind. Eng. Chem. Res. 9 (3) 412–421.
- Thomsen, K.** (2004): Approximate solution for ellipsoid surface. Internetseite. Zugriffsdatum: 21.10.2011.
URL <http://www.numericana.com/answer/ellipsoid.htm#thomsen>
- Tomotika, S.** (1935): On the Instability of a Cylindrical Thread of a Viscous Liquid Surrounded by Another Viscous Fluid. Proceedings of the Royal Society of London, Series A: Mathematical and Physical Sciences 150 322–337.
- Trifonov, Y. Y.** (1992): Steady-State Traveling Waves on the Surface of a Viscous Liquid Film Falling Down on Vertical Wires and Tubes. AIChE J. 38 (6) 821–834.
- Uchiyama, K.; Migita, H.; Ohmura, R.; Mori, Y. H.** (2003): Gas absorption into “string-of-beads” liquid flow with chemical reaction: application to carbon dioxide separation. Int. J. Heat Mass Transfer 46 457–468.
- VDI 3514** (2007): Gasfeuchtemessung - Kenngrößen und Formelzeichen. Richtlinie VDI 3514 Teil 1.
- VDI-Wärmeatlas** (1994): Berechnungsblätter für den Wärmeübergang. VDI-Verlag, Düsseldorf, 7. Aufl.
- Vogelpohl, A.** (2006): Vorrichtung zum Gas/Flüssigkeit-Stoffaustausch. Schutzrecht DE 102005011228 A1.
- Wallis, G. B.** (1969): One-dimensional Two-phase Flow. McGraw-Hill, New York.
- Wang, G. Q.; Yuan, X. G.; Yu, K. T.** (2005): Review of mass-transfer correlations for packed columns. Ind. Eng. Chem. Res. 44 (23) 8715–8729.

- Weber, C.** (1931): Zum Zerfall eines Flüssigkeitsstrahles. *Z. Angew. Math. Mech.* 11 (2) 136–154.
- Wilke, C. R.; Chang, P.** (1955): Correlation of Diffusion Coefficients in Dilute Solutions. *AIChE J.* 1 (2) 264–270.
- Wohlfarth, C.; Wohlfarth, B.** (1997): Surface Tension of Pure Liquids and Binary Liquid Mixtures, *Landolt-Börnstein - Group IV Physical Chemistry*, Bd. 16. Springer, Berlin, 8. Aufl.
- Yu, L.-M.; Zeng, A.-W.; Yu, K. T.** (2006): Effect of Interfacial Velocity Fluctuations on the Enhancement of the Mass-Transfer Process in Falling-Film Flow. *Ind. Eng. Chem. Res.* 45 1201–1210.
- Zabaras, G. J.; Dukler, A. E.** (1988): Countercurrent Gas-Liquid Annular Flow, Including the Flooding State. *AIChE J.* 34 (3) 389–396.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Auf ein Volumenelement wirkende Kräfte in einem Rieselfilm bei laminarer Strömung.	4
2.2	Konzentrationsprofile beim Stoffübergang im Rieselfilm.	8
2.3	Skizze der geometrischen Verhältnisse eines Flüssigkeitsfilms an einem berieselten zylindrischen Draht.	13
2.4	Zustandskarte nach Duprat et al. (2007)	17
2.5	Aufbau von Packungskolonnen.	19
2.6	Flüssigkeitsfüllzahl einer Füllkörperschüttung.	23
2.7	Spezifischer Druckverlust einer Füllkörperschüttung.	25
2.8	Versuchskolonne nach Migita et al. (2005)	35
2.9	Nagaoka Super X-Pack Packung.	36
3.1	Fließbild der Versuchsanlage.	38
3.2	Detailzeichnung der Kopf- und Bodensektion des Kanals für Einzeldrahtuntersuchungen.	39
3.3	Detailzeichnung der Kopf- und Bodensektion des Kanals zur Untersuchung eines Drahtbündels.	40
3.4	Untersuchte Drahtgeometrien.	41
3.5	Anordnung der Drähte im Kanal bei Untersuchungen am Einzeldraht und am Drahtbündel.	43
3.6	Bildsequenz des Zerfalls einer Flüssigkeitsperle.	48
3.7	Aufnahme des Flüssigkeitsfilms am zylindrischen Draht zur Bestimmung der Filmstärke.	48
3.8	Zeitliches Profil der Filmstärke mit dem Schwellenwert zur Detektion der Perlen und der mittleren Basis- und Perlenfilmstärke.	49
3.9	Bildbereiche zur Erkennung der Perlen als diskrete Objekte zur Bestimmung ihrer Geschwindigkeit.	50
3.10	Skizze zu den geometrischen Verhältnissen bei der Ermittlung des Hold-up mit der Ablaufmethode.	51
3.11	Sprungantwort des Vorlagebehältergewichts bei An- und Abschalten des Flüssigkeitskreislaufs.	52

3.12	Zeitlicher Verlauf der CO ₂ -Konzentration im Spülgas bei der Bestimmung des Gehalts von CO ₂ in einer Flüssigkeitsprobe.	55
3.13	Schematische Darstellung des Konzentrationsprofils im Film bei der Desorption von CO ₂ aus Wasser.	56
3.14	Modellierung des Films am zylindrischen Draht mit rotationssymmetrischen Volumensegmenten.	57
3.15	Festgelegte Abmessungen des Flüssigkeitsfilms an den verschiedenen Drahtketten.	59
4.1	Belastungsgrenzen des zylindrischen Drahts für verschiedene Flüssigkeiten.	67
4.2	Flutgrenzen der verschiedenen Drahtgeometrien.	68
4.3	Vergleich der Flutgrenze des Drahtbündels mit der des Einzeldrahts.	69
4.4	Flüssigkeitsaufgabe auf das Drahtbündel.	70
4.5	Form der Flüssigkeitsperlen am zylindrischen Draht bei unterschiedlicher Gasbelastung.	71
4.6	Basisfilmdicke, Perlenfilmdicke und Perlenfrequenz am zylindrischen Draht in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Lauflängen.	72
4.7	Basisfilmdicke, Perlenfilmdicke und Perlenfrequenz am zylindrischen Draht in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeitsbelastungen.	73
4.8	Basisfilmdicke, Perlenfilmdicke und Perlenfrequenz am zylindrischen Draht in Abhängigkeit von der Gasbelastung für Paraffinöl, Ethanol und Wasser bei verschiedenen Temperaturen.	74
4.9	Schematische Darstellung der Stromlinien in einer Perle mit Zirkulationszone.	75
4.10	Zeitliches Profil der Filmdicke mit regelmäßiger und unregelmäßiger Struktur (PVP6).	76
4.11	Basisfilmdicke, Perlenfilmdicke und Perlenfrequenz am zylindrischen Draht in Abhängigkeit von der Gasbelastung für Wasser, PVP3 und PVP6.	77
4.12	Gegenüberstellung von gemessenem Perlenabstand und berechneter Wellenlänge bei verschiedenen Flüssigkeiten.	78
4.13	Mittlere Filmdicke in Abhängigkeit von der Flüssigkeits-Reynoldszahl für verschiedene Flüssigkeiten ohne Gasgegenstrom für den zylindrischen Draht.	79
4.14	Mittlere Filmabmessung für verschiedene Drahtgeometrien in Abhängigkeit vom Flüssigkeitsvolumenstrom.	80
4.15	Perlengeschwindigkeit am zylindrischen Draht in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeitsbelastungen von Wasser und Ethanol.	81

4.16	Perlengeschwindigkeit am zylindrischen Draht in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeitsbelastungen von Wasser und PVP-Lösungen.	82
4.17	Mittlere Perlengeschwindigkeit von Wasser am zylindrischen Draht in Abhängigkeit von der Flüssigkeitsbelastung für verschiedene Eintrittstemperaturen und von der Lauflänge für verschiedene Flüssigkeitsbelastungen.	83
4.18	Perlengeschwindigkeit am Drahtbündel in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeitsbelastungen, verschiedene Gaseintrittstemperaturen sowie auf der linken und rechten Seite des Drahtbündels. .	84
4.19	Hold-up (Ablaufmethode) von Wasser und Ethanol beim zylindrischen Draht in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeitsbelastungen; Anteil der Perlen am gesamten Hold-up.	85
4.20	Hold-up von Wasser und PVP-Lösungen am zylindrischen Draht in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeitsbelastungen. .	86
4.21	Hold-up der Uhrkette in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeitsvolumenströme. Vergleich von gemessenen Werten mit Daten aus der Modellberechnung.	87
4.22	Berechneter Hold-up, mittlere Filmstärke und Filmgeschwindigkeit für verschiedene Drahtgeometrien in Abhängigkeit vom Flüssigkeitsvolumenstrom (ohne Gasgegenstrom).	88
4.23	Druckdifferenz über den Kanal in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeitsbelastungen.	89
4.24	Verhältnis von nassem und trockenem Widerstandsbeiwert des Kanals mit zylindrischem Draht in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeitsbelastungen.	90
4.25	Längenspezifische Filmoberfläche am zylindrischen Draht in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeitsbelastungen und Flüssigkeiten.	91
4.26	Spezifische Filmoberfläche verschiedener Ketten in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeitsvolumenströme.	92
4.27	Gasseitiger Stoffübergangskoeffizient in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeiten und Flüssigkeitsbelastungen. Vergleich experimenteller Daten mit theoretischen Werten nach der Penetrationstheorie.	93
4.28	Sherwoodzahl für gasseitigen Stofftransport des zylindrischen Drahts in Abhängigkeit von der Reynoldszahl der Gasphase für verschiedene Flüssigkeiten und Flüssigkeitsbelastungen. Vergleich mit Korrelationen für Filme in Rohren und strukturierte Packungen.	94

4.29	Bezogene Sherwoodzahl für gaseitigen Stofftransport beim zylindrischen Draht in Abhängigkeit von der Reynoldszahl bei unterschiedlichen Eintrittstemperaturen der Phasen.	95
4.30	Ein- und Austrittstemperaturen beim zylindrischen Draht bei gleichen Eintrittstemperaturen in Abhängigkeit von der Gasbelastung.	96
4.31	Skizze des Profils der mittleren Temperaturen über der Kanalhöhe; Skizze der radialen Temperaturprofile im Film und in der Gasphase am Ein- und Austritt des Kanals.	97
4.32	Gaseitiger Stoffübergangskoeffizient in Abhängigkeit von der Gasbelastung für unterschiedliche Drahtgeometrien und Flüssigkeitsvolumenströme.	98
4.33	Sherwoodzahl der Gasphase in Abhängigkeit von der Reynoldszahl bei unterschiedlichen Flüssigkeitsvolumenströmen für die Uhrkette und die Kugelmühle.	99
4.34	Bezogene Sherwoodzahl für gaseitigen Stofftransport beim Drahtbündel in Abhängigkeit von der Reynoldszahl bei unterschiedlichen Gaseintrittstemperaturen.	100
4.35	Sherwoodzahl der Gasphase in Abhängigkeit von der Reynoldszahl für unterschiedliche Flüssigkeitsbelastungen für den Einzeldraht und das Drahtbündel. Vergleich mit einer Korrelation für strukturierte Packungen.	101
4.36	Sherwoodzahl der Gasphase in Abhängigkeit von der Reynoldszahl für unterschiedliche Flüssigkeiten beim Drahtbündel.	101
4.37	Flüssigkeitsseitiger Stoffübergangskoeffizient beim zylindrischen Draht in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeitsbelastungen.	102
4.38	Höhe einer flüssigkeitsseitigen Übergangseinheit in Abhängigkeit vom Flüssigkeitsvolumenstrom für verschiedene Gasbelastungen.	104
4.39	Flüssigkeitsseitiger Stoffübergangskoeffizient in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeitsbelastungen von zylindrischem Einzeldraht und Drahtbündel.	104
4.40	Vorausberechnung der spezifischen Filmoberfläche einer Drahtbündelpackung aus zylindrischen Drähten ($d_D = 1 \text{ mm}$) mit unterschiedlicher Packungsdichte in Abhängigkeit von der Flüssigkeitsbelastung.	106
4.41	Vorausberechnung der Höhe einer gaseitigen Übergangseinheit in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeiten und Flüssigkeitsbelastungen bei gegebener Packungsdichte.	107
4.42	Vorausberechnung der Höhe einer gaseitigen Übergangseinheit in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeitsbelastungen bei gegebener Packungsdichte.	108

4.43	Vorausberechnung der Höhe einer flüssigkeitsseitigen Übergangseinheit in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeitsbelastungen bei gegebener Packungsdichte.	109
4.44	Vorausberechnung der Höhe einer gasseitigen Übergangseinheit in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeitsbelastungen und Drahtgeometrien.	110
4.45	Vorhersage des spezifischen Druckverlusts und des Druckverlusts per gasseitiger Übergangseinheit in Abhängigkeit von der Gasbelastung für verschiedene Flüssigkeitsbelastungen für die Drahtbündelpackung und eine strukturierte Packung.	111

Tabellenverzeichnis

3.1	Eigenschaften der untersuchten Drahtgeometrien.	42
3.2	Physikalische Eigenschaften der untersuchten Flüssigkeiten.	44
3.3	Versuchsübersicht.	46
3.4	Versuchsparameter.	47
3.5	Eigenschaften von Drahtbündelpackungen mit zylindrischen Drähten unterschiedlicher Abstände und Teilungen.	62
4.1	Eigenschaften von Drahtbündelpackungen mit unterschiedlichen Drahtgeometrien bei einer Packungsdichte von $40\,000\,1/m^2$	110

A Filmvolumen an der Kugelkette

Das Volumen eines Rotationskörpers, dessen Profil durch eine Funktion $f(x)$ gegeben ist, lässt sich berechnen mit:

$$V = \pi \int_a^b (f(x))^2 dx. \quad (\text{A.1})$$

Mit der Sinus-Funktion in den Grenzen einer Periode ergibt sich:

$$V = \pi \int_0^{l_1} (A \sin(Cx) + D)^2 dx. \quad (\text{A.2})$$

Durch Ausmultiplizieren ergeben sich Terme, die einzeln integriert werden:

$$V = \pi \int_0^{l_1} (\underbrace{A^2 \sin^2(Cx)}_{\text{I}} + \underbrace{2AD \sin(Cx)}_{\text{II}} + \underbrace{D^2}_{\text{III}}) dx. \quad (\text{A.3})$$

Mit

$$\text{III: } \int D^2 dx = D^2 x + \text{const.} \quad (\text{A.4})$$

$$\text{II: } \int 2AD \sin(Cx) dx = -\frac{2AD}{C} \cos(Cx) + \text{const.} \quad (\text{A.5})$$

$$\begin{aligned}
\text{I: } \int A^2 \sin^2(Cx) dx &= \int A^2 \underbrace{\sin(Cx)}_{u'} \cdot \underbrace{\sin(Cx)}_v dx \\
&= A^2 \underbrace{\left(\frac{-\cos(Cx)}{C}\right)}_u \underbrace{\sin(Cx)}_v - A^2 \int \underbrace{\left(\frac{-\cos(Cx)}{C}\right)}_u \underbrace{C \cos(Cx)}_{v'} dx \\
&= -\frac{A^2}{C} \cos(Cx) \sin(Cx) + A^2 \int \cos^2(Cx) dx. \quad (\text{A.6})
\end{aligned}$$

Mit $\cos^2 + \sin^2 = 1$ ergibt sich für Gl. (A.6)

$$A^2 \int \sin^2(Cx) dx = -\frac{A^2}{C} \cos(Cx) \sin(Cx) + \int A^2 dx - A^2 \int \sin^2(Cx) dx. \quad (\text{A.7})$$

Das Addieren beider Seiten der Gleichung mit $A^2 \int \sin^2(Cx) dx$ ergibt

$$2A^2 \int \sin^2(Cx) dx = -\frac{A^2}{C} \cos(Cx) \sin(Cx) + A^2 x. \quad (\text{A.8})$$

Mit dem Additionstheorem $2 \cos(x) \sin(x) = \sin(2x)$ ergibt sich:

$$A^2 \int \sin^2(Cx) dx = -\frac{A^2}{4C} \sin(2Cx) + \frac{A^2 x}{2}. \quad (\text{A.9})$$

Somit erhält man insgesamt für Gl. (A.2)

$$V = \pi \left[-\frac{A^2}{4C} \sin(2Cx) + \frac{A^2 x}{2} - \frac{2AD}{C} \cos(Cx) + D^2 x \right]_0^{l_1}, \quad (\text{A.10})$$

$$V = \pi \left(\frac{A^2 l_1}{2} + D^2 l_1 - \frac{A^2}{4C} \sin(2Cl_1) - \frac{2AD}{C} \cos(Cl_1) + \frac{2AD}{C} \right). \quad (\text{A.11})$$

Mit $C = 2\pi/l_1$ erhält man

$$V = \pi \left(\frac{A^2 l_1}{2} + D^2 l_1 - \underbrace{\frac{A^2}{4C} \sin(4\pi)}_{=0} - \frac{2AD}{C} \underbrace{\cos(2\pi)}_{=1} + \frac{2AD}{C} \right). \quad (\text{A.12})$$

Man erhält letztendlich:

$$V = \pi \left(\frac{A^2 l_1}{2} + D^2 l_1 \right). \quad (\text{A.13})$$

B Umrechnung der Absorptionseffizienz in die Höhe einer Übergangseinheit

Die Absorptionseffizienz nach [Chinju et al. \(2000\)](#) ist definiert als:

$$E = \frac{c - c_{\text{ein}}}{c^* - c_{\text{ein}}}, \quad (\text{B.1})$$

$$1 - E = \frac{c^* - c}{c^* - c_{\text{ein}}}. \quad (\text{B.2})$$

Aus einer Bilanz (stationär) um den Flüssigkeitsfilm am Draht ergibt sich:

$$0 = \dot{V}_{f,D} dc + \beta_f \cdot \tilde{a}_{f,D} (c - c^*) dx \quad \text{mit} \quad dA_{f,D} = \tilde{a}_{f,D} dx, \quad (\text{B.3})$$

$$\underbrace{\frac{\dot{V}_{f,D}}{\beta_f \cdot \tilde{a}_{f,D}}}_{HTU_f} \underbrace{\int_{c_{\text{ein}}}^{c_{\text{aus}}} \frac{1}{c - c^*} dc}_{NTU_f} = \int_{x_{\text{ein}}}^{x_{\text{aus}}} dx = H_P. \quad (\text{B.4})$$

Mit der Annahme, dass c^* konstant über der Höhe ist (Vernachlässigung der Abreicherung der Gasphase), ergibt sich aus dem Integral:

$$\int_{c_{\text{ein}}}^{c_{\text{aus}}} \frac{1}{c - c^*} dc = \ln \underbrace{\frac{c_{\text{aus}} - c^*}{c_{\text{ein}} - c^*}}_{(1-E)}, \quad (\text{B.5})$$

$$NTU_f = \ln(1 - E), \quad (\text{B.6})$$

$$HTU_f = \frac{H_P}{NTU_f} = \frac{H_P}{\ln(1 - E)}. \quad (\text{B.7})$$

C Studien- und Diplomarbeiten

Auflistung der im Zusammenhang mit dieser Forschungsarbeit am Fachgebiet Verfahrenstechnik der Technischen Universität Berlin betreuten Studien- und Diplomarbeiten.

Claire Jullien: Experimentelle Untersuchungen zur Fluidodynamik eines Flüssigkeitsfilms an einem senkrechten Draht. Diplomarbeit, Berlin, Februar 2008.

Hisham Abualteen: Fluidodynamik und Stofftransport von Flüssigkeitsfilmen an einem senkrechten Draht in einer Gasströmung. Studienarbeit, Berlin, Oktober 2008.

Evgenij Lyagin: Untersuchungen zum flüssigkeitsseitigen Stofftransport eines Flüssigkeitsfilms an einem senkrechten Draht. Diplomarbeit, Berlin, April 2009.

Stefan Horn: Messung des gaseitigen Stofftransportkoeffizienten an einem flüssigkeitsüberströmten senkrechten Draht bei Gasgegenstrom. Studienarbeit, Berlin, September 2009.

Florian Benedix: Experimentelle Untersuchungen zum gaseitigen Stofftransport und zur Fluidodynamik von Flüssigkeitsfilmen an einem senkrechten Draht. Studienarbeit, Berlin, Oktober 2010.

Tina Skale: Experimentelle Untersuchungen des Temperatureinflusses auf den Stoffübergang und die Fluidodynamik eines Flüssigkeitsfilms an einem senkrechten Draht. Diplomarbeit, Berlin, Januar 2011.

So-Jin Kim: Untersuchung der Fluidodynamik und des Stofftransports bei der Filmströmung an strukturierten Drähten. Diplomarbeit, Berlin, Februar 2011.

Marc Schröder: Experimentelle Untersuchungen zur Fluidodynamik und zum Stofftransport der Filmströmung an einem senkrechten Drahtbündel. Diplomarbeit, Berlin, September 2011.

D Veröffentlichungen und Vorträge

D.1 Veröffentlichungen

Grünig, J.; Kim, S.-J.; Kraume, M. (2012): Liquid film flow on structured wires: Fluid dynamics and gas-side mass transfer. *AIChE J.* (akzeptiert 12. März 2012).

Grünig, J.; Lyagin, E.; Horn, S.; Skale, T.; Kraume, M. (2012): Mass transfer characteristics of liquid films flowing down a vertical wire in a counter current gas flow. *Chem. Eng. Sci.* 69 329–339.

Grünig, J.; Kim, S.-J.; Schröder, M.; Kraume, M.: Wire Bundles as Packing Elements in Separation Columns. In: 6th International Berlin Workshop (IBW6) on Transport Phenomena with Moving Boundaries, 24. – 25. November 2011, Berlin.

Grünig, J.; Skale, T.; Kraume, M. (2010): Liquid flow on a vertical wire in a countercurrent gas flow. *Chem. Eng. J.* 164 121–131.

Maaß, S.; Grünig, J.; Kraume, M.: Measuring of particle size distributions in stirred tanks. In: 7th International Conference on Multiphase Flows ICMF-2010, 30. Mai – 4. Juni 2010, Tampa, FL/USA.

Grünig, J.; Horn, S.; Skale, T.; Kraume, M.: Experiments on Fluid Dynamics and Mass Transfer of Annular Film Flow on a Vertical Wire. In: 7th International Conference on Multiphase Flows ICMF-2010, 30. Mai – 4. Juni 2010, Tampa, FL/USA.

Grünig, J.; Kraume, M. (2009): Annular Liquid Films on a Vertical Wire with Counter Current Gas Flow - Experimental Investigations. *Chem. Eng. Trans.* 17 621–626.

Grünig, J.; Kraume, M.: Film Flow on a Vertical Wire - Experimental Investigation of Fluid Dynamics and Mass Transfer. In: *Czasopismo Techniczne Mechanika z. 5-M/2008*, 7. – 9. Oktober 2008, Krakau/Polen.

Maaß, S.; Grünig, J.; Horn, S.; Kraume, M.: Measurement techniques for drop size distributions in stirred and fast coalescing liquid/liquid systems. In: *Czasopismo Techniczne Mechanika z. 5-M/2008*, 7. – 9. Oktober 2008, Krakau/Polen.

Grünig, J.; Kraume, M.; Shilkin, A.: Fluid Dynamics of a Liquid Film on a Vertical Wire with Counter Current Gas Flow. In: 4th International Berlin Workshop (IBW4) on

Transport Phenomena with Moving Boundaries, 27. – 28. September 2007, Berlin.

Grünig, J.; Kraume, M.; Shilkin, A. (2007): Fluidodynamik eines Flüssigkeitsfilms an einem vertikalen Draht. Chem. Ing. Tech. 79 (7) 1045–1051.

Wegener, M.; Grünig, J.; Stüber, J.; Paschedag, A. R.; Kraume, M. (2007): Transient rise velocity and mass transfer of a single drop with interfacial instabilities - experimental investigations. Chem. Eng. Sci. 62 (11) 2967–2978.

D.2 Vorträge

(Der Vortragende ist unterstrichen)

Grünig, J.; Kim, S.-J.; Schröder, M.; Kraume, M.: Wire Bundles as Packing Elements in Separation Columns. 6th International Berlin Workshop (IBW6) on Transport Phenomena with Moving Boundaries, 24. – 25. November 2011, Berlin.

Grünig, J.; Kim, S.-J.; Kraume, M.: Liquid films on single wires and wire bundles. 8th European Congress of Chemical Engineering, 25. – 29. September 2011, Berlin.

Grünig, J.; Kim, S.-J.; Kraume, M.: Fluidodynamik und Stofftransport von Flüssigkeitsfilmen an strukturierten Drähten. Jahrestreffen der ProcessNet-Fachausschüsse Extraktion, Fluidverfahrenstechnik, Mehrphasenströmungen und Phytoextrakte - Produkte und Prozesse, 3. – 4. März 2011, Fulda.

Maaß, S.; Grünig, J.; Kraume, M.: Measuring of particle size distributions in stirred tanks. 7th International Conference on Multiphase Flows ICMF-2010, 30. Mai – 4. Juni 2010, Tampa, FL/USA.

Grünig, J.; Horn, S.; Skale, T.; Kraume, M.: Experiments on Fluid Dynamics and Mass Transfer of Annular Film Flow on a Vertical Wire. 7th International Conference on Multiphase Flows ICMF-2010, 30. Mai – 4. Juni 2010, Tampa, FL/USA.

Grünig, J.; Skale, T.; Horn, S.; Kraume, M.: Gasseitiger Stofftransport von Flüssigkeitsfilmen an einem senkrechten Draht. Jahrestreffen der ProcessNet-Fachausschüsse Computational Fluid Dynamics und Wärme- und Stoffübertragung, 8. – 10. März 2010, Hamburg.

Grünig, J.; Skale, T.; Horn, S.; Kraume, M.: Untersuchungen zur Fluidodynamik und zum Stofftransport einer Drahtbündelpackung (Poster). Jahrestreffen der ProcessNet-Fachausschüsse Fluidverfahrenstechnik und Hochdruckverfahrenstechnik, 4. – 5. März 2010, Fulda.

Grünig, J.; Lyagin, E.; Kraume, M.: Filmströmung am senkrechten Draht - Experimen-

telle Untersuchungen zum gas- und flüssigkeitsseitigen Stofftransport. ProcessNet-Jahrestagung 2009, 8. – 10. September 2009, Mannheim.

Grünig, J.; Kraume, M.: Annular Liquid Films on a Vertical Wire with Counter Current Gas Flow - Experimental Investigations (Poster). 9th International Conference on Chemical and Process Engineering, 10. – 13. Mai 2009, Rom/Italien.

Grünig, J.; Kraume, M.: Stoffübergang bei der Filmströmung an einem senkrechten Draht (Poster). ProcessNet-Fachausschuss Kristallisation und Fluidverfahrenstechnik, 12. – 13. März 2009, Dortmund.

Grünig, J.; Kraume, M.: Film Flow on a Vertical Wire - Experimental Investigation of Fluid Dynamics and Mass Transfer. 17th International Conference Process Engineering and Chemical Plant Design, 7. – 9. Oktober 2008, Krakau/Polen.

Maaß, S.; Grünig, J.; Horn, S.; Kraume, M.: Measurement techniques for drop size distributions in stirred and fast coalescing liquid/liquid systems. 17th International Conference Process Engineering and Chemical Plant Design, 7. – 9. Oktober 2008, Krakau/Polen.

Grünig, J.; Kraume, M.; Shilkin, A.: Fluid Dynamics of a Liquid Film on a Vertical Wire with Counter Current Gas Flow. 4th International Berlin Workshop (IBW4) on Transport Phenomena with Moving Boundaries, 27. – 28. September 2007, Berlin.